

ÉRTEKEZÉSEK EMLÉKEZÉSEK

KROÓ NORBERT

FOTONOK, NEUTRONOK,
SZILÁRD TESTEK
Az anyagszerkezettől
a lézerekig



74

AKADÉMIAI KIADÓ, BUDAPEST

ÉRTEKEZÉSEK
EMLÉKEZÉSEK

ÉRTEKEZÉSEK EMLÉKEZÉSEK

SZERKESZTI
TOLNAI MÁRTON

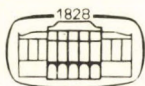
KROÓ NORBERT

FOTONOK, NEUTRONOK,
SZILÁRD TESTEK

Az anyagszerkezettől
a lézerekig

AKADÉMIAI SZÉKFOGLALÓ

1985. NOVEMBER 13.



AKADÉMIAI KIADÓ, BUDAPEST

A kiadványsorozatban a Magyar Tudományos Akadémia 1982.
évi CXLII. Közgyűlése időpontjától megválasztott rendes és
levelező tagok székfoglalói — önálló kötetben — látnak
napvilágot.

A sorozat indításáról az Akadémia főtítkárának 22/1/1982.
számú állásfoglalása rendelkezett.

ISBN 963 05 4820 3

Kiadja az Akadémiai Kiadó, Budapest

© Kroó Norbert, 1989

Minden jog fenntartva, beleértve a sokszorosítás, a nyilvános
előadás, a rádió- és televízióadás, valamint a fordítás jogát, az
egyes fejezeteket illetően is.

Printed in Hungary

1. BEVEZETÉS

Az emberiség kultúrájának 3 sarokköve a nyelv, a logika és a tudomány. Ezek közül a legrégebbi és legáltalánosabb a nyelv, de a logika is már több mint 2000 éves. A legfiatalabb a tudomány, kb. 350 éves (Galilei) és az átlagembert csak technológiai melléktermékein keresztül érinti. Ez utóbbit talán egy olyan buroknak is felfoghatjuk, amely érintkezik a külvilággal, de egyúttal elzárja attól a tudományos ismeretek belső magját, amely a maga nemében van olyan gyönyörű, mint Leonardo, Michelangelo, Shakespeare, Bach, Beethoven, Bartók vagy Kodály művészete.

Még ha a kívülálló valamilyen csoda folytán be is tud pillantani ebbe a csodálatos világba, zömmel csak néhány általános összefüggés megismerése erejéig teszi ezt. Az a folyamat azonban — és ez adja a tudományos megismerés igazi szépségét — amely az aprómunkán keresztül vezet ezen összefüggésekhez, rejtve marad előtte.

A tudománynak mégis szüksége van a társadalom értésére és támogatására olyan formában, ahogy ezt Madách Imre remélte az "Ember Tragédiájá"-ban:

én társaságot kívánok helyette,
mely véd, nem büntet, buzdít, nem riaszt,
közös erővel összeműködik,
minőt a tudomány eszmél magának,
és melynek rendén értelem virraszt, —
ez el fog jőni, érzem jól, tudom. . .

A ma tudományos kutatására alapvetően a fentiekben említett aprómunka a jellemző. Szinte minden igazán nagy felfedezést ilyen periódusok előztek meg és ebben nincs semmi rendellenes. Ebbe az irányba mutatnak a társadalmi elvárások és ez áll közelebb, vagy legalábbis ez látszik közelebb állni, a gyakorlathoz is. Az Ember Tragédiája falanszterbeli tudósa is megfogalmazta ezt

. . . kicsinyben rejlik a nagy,
oly sok a tárgy, s létünk oly rövid,

formában, de a lényegét a tudóssal vitázó Ádám szájába adta a szerző a következő formában:

. . . tudom jól, hogy kell olyan is,
ki homokot hord, vagy követ farag:
nélküle nem emelkedik terem,
de ez csak a homályban tévelyeg,
s fogalma sincs arról, miben segít, —
csak az építész látja az egészet,
s bár megfaragni nem tud egy követ,
a művet ő teremti. . .

A fizika két, világszerte igen fontosnak tartott és az átlagnál lényegesen jobban fejlesztett ága a szilárdtest-fizika és a kvantumelektronika. Helyzetemből és érdeklődési körömből fakadóan tudományos tevékenységem az utóbbi időben e két területről merítette témáit. Meg szeretném mutatni, hogy az eközben bennem is fellépő ellentétek nem bizonyultak ellentmondásoknak, hanem kiegészítették egymást. Ugyanakkor a különböző területeken folytatott kutatásaimban visszatérő motívumok figyelhetők meg. Ugyanúgy mint J.S.Bach zenéjében, ahol a visszatérő motívumok egyben mindig új változatok is és ez a nagy zeneszerző művészetének egyik tetten érhető titka. A tudományos kutatás hasonló jellege is intellektuális gyönyör forrása.

E fenti megállapítást az utóbbi években végzett kutatómunkából két példával szeretném szemléltetni. Az egyik az úgynevezett folyadékkristályos anyagok szerkezetével, illetve mikrodinamikájával kapcsolatos, a másik pedig egy olyan potenciális lézerfényforrással, amelynek vizsgálatában szilárdtest-fizikai tapasztalaink is jól hasznosíthatók. A két témát a vizsgálati módszerek azonos elvi alapjai kötik össze.

Az általam végzett azon kutatómunkát, amelyről a jelen előadásban kívánok röviden beszámolni — és amely távolról sem fedi le

teljes tevékenységemet — elsősorban annak intellektuális szépsége motiválta. Szép az, ami érdek nélkül tetszik, és azt hiszem ez nyugodtan elmondható napjaink hazai alapkutatásáról. Ez a körülmény azonban nem mentesítheti a kutatót attól, hogy legalább fél szemmel az eredmények gyakorlati hasznára is figyeljen, sőt próbálja ezeket minél előbb ki is aknázni. Ezt — különösen a lézerkutatásokban — mi is megtettük például úgy, hogy a kutatómunka céljára kifejlesztett lézereinket különböző gyakorlati feladatok elvégzésére is alkalmassá tettük. De megpróbáltuk más hasznosíthatóvá tehető eredményeinket is a gyakorlat felé terelni.

2. SZÓRÁSKÍSÉRLETEK ALAPJAI

Vizsgálataink a sugárzás és anyag kölcsönhatásán alapultak. A sugárzást egyrészt az anyag mikroszkopikus szerkezetét, ill. mikrodinamikáját érzékelő szondaként alkalmaztuk, másrészt az anyag állapotát befolyásoló eszközként. Az elektromos töltés zavaró hatása miatt (p, e) csak elektromágneses (foton) és neutronsugárzást használtunk. Ezek közül a neutronsugárzás szondaként szolgált, az elektromágneses sugárzás körében pedig a lézersugárzás ezen a feladaton felül elegendően nagy intenzitás esetén az anyag állapotát módosító eszközként is felhasználásra került.

A sugárzás, mint szonda, szóraskísérleteken keresztül teremt lehetőséget az anyagvizsgálatra. A rugalmas szórasképből a szerkezet, a rugalmatlanból pedig a mikrodinamika, vagyis az atomok — molekulák mozgása határozható meg.

A kondenzált anyag statisztikus fizikai leírására az ún. korrelációs függvények szolgálnak. A csak térfüggő korrelációs függvények az atomi szerkezettel, az időtől is függőek pedig a mikrodinamikával függnek össze. Ezen függvények segítségével tehát a kondenzált anyag mikroszkopikus leírása egyértelműen megadható, a makroszkopikus jellemzők pedig

kiszámíthatók. Neutronszórás esetén a korrelációs függvények és a szórási hatáskeresztmetszetek között Fourier-transzformációs kapcsolat áll fenn. Pontosabban a rugalmas szórás térbeli eloszlásából az (1) összefüggés alapján a szerkezet határozható meg

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2 N \{1 + \int e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}} g(\mathbf{r}) d\mathbf{r}\} \quad (1)$$

formában, míg az atomi mozgásokat koherens neutronszórás esetén a rugalmatlan szórásra jellemző

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{\mathbf{k}'}{\mathbf{k}_0} b^2 \int e^{i(\mathbf{Q}\mathbf{r} - \omega t)} G(\mathbf{r}t) d\mathbf{r} dt \quad (2)$$

$$\mathbf{Q} = \mathbf{k}' + \mathbf{k}_0$$

egyenlet írja le. Itt b a vizsgált rendszer atomjainak szórási amplitúdója, \mathbf{Q} az ún. szórásvektor, \mathbf{k}' a szórt, \mathbf{k}_0 pedig a beeső sugárzás hullámvektora [1].

Néhány éve megmutattuk, hogy igen jó közelítéssel alapvetően ugyanezen összefüggések érvényesek a fotonszórás esetére is. Ez a megállapítás nem triviális, hiszen szemben a neutronszórással ez utóbbi esetben a rugalmatlan szórás kétlépcsős folyamat, egy foton abszorpciója, majd egy másik emissziója formájában megy végbe. A két eset közötti különbség a hatáskeresztmetszet képletekben szereplő ún. kinematikai faktorokból ered. A neutronok és

fotonok diszperziós összefüggése ugyanis különböző

$$E_{\text{neutron}} = \frac{h^2 k^2}{2m} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} = \frac{81,8}{\lambda^2} \text{ (meV, \AA)} \quad (3)$$

$$E_{\text{foton}} = h\omega = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1,24 \cdot 10^7}{\lambda} \text{ (meV, \AA)} \quad (4)$$

Ha például kristályok dinamikai tulajdonságait akarjuk vizsgálni, amely az ún. fononspektrummal jellemezhető, itt a fononok karakterisztikus energiája a hőmozgás jellemzőiből fakadóan ~ 25 meV (300 K) az atomok közötti távolság pedig tipikusan 2 Å. Jól vizsgálható szórásképet akkor kapunk, ha a szondasugárzás hullámhossza összemérhető az atomi távolsággal. Ehhez neutronok esetén ~ 20 meV, fotonok esetében pedig $\sim 6 \cdot 10^6$ meV energia tartozik. Mivel a sugárzás energiaváltozása akkor mérhető jól, ha a relatív változás nagy, rácsdinamika-vizsgálatokra az atomreaktorokból nyerhető neutronok jelentik az ideális eszközt, a megfelelő energiájú fotonok — és ezt a lézertényforrások jól megközelítik — hullámhossza makroszkopikus méretű. Ezért, ha például a vizsgálandó kristály fononjainak ún. diszperziós összefüggése $|\omega = f(\mathbf{q})|$ érdekel, lézersugárzás felhasználásával — ha nem alkalmazunk különleges trükköket — ez csak az ún. Brillouin-zóna középpontjának ezrelék nagyságrendű környezetében határozható meg.

A szórás kísérletek során kihasználjuk azt a körülményt, hogy — legalábbis a koherens esetben — az elemi folyamatra teljesülnie kell az energia- és az impulzusmegmaradási törvényeknek. Neutronsugárzás esetén ezek

$$E' - E_0 = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}'^2}{2m} - \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_0^2}{2m} = \hbar\omega \quad (5)$$

$$\mathbf{k}' - \mathbf{k}_0 = 2\pi\boldsymbol{\tau} - \mathbf{q} \quad (6)$$

alakúak, ahol fononokon való szóródást vizsgálva $\hbar\omega$ ezen kollektív gerjesztések energiája, \mathbf{q} a hullámvektoruk, $\boldsymbol{\tau}$ a kristály reciprokrács vektora, E_0 és E' pedig a beeső, ill. a szórt neutronok energiája. A többi mennyiséget korábban már definiáltuk. Ahol (5) és (6) teljesülnek, a hatáskeresztmetszetben éles rezonancia lép fel. Ez teszi lehetővé az $\omega = f(\mathbf{q})$ összefüggések meghatározását. Ha $\hbar\omega = 0$, vagyis a szórás rugalmas, akkor

$$\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}' = \mathbf{Q} = 2\pi\boldsymbol{\tau} \quad (7)$$

az ún. Bragg-feltétel, a szerkezetmeghatározás alapegyenlete. Ha a kristályok dinamikáját leíró kollektív gerjesztések pl. a fononok végtelen hosszú ideig élnének, a hatáskeresztmetszetet (5) és (6) teljesülése esetén ideális kristályban δ függvények írnák le. A végleges élettartam miatt azonban e rezonanciák kiszélesednek, ami indirekt élettartam meghatározást tesz lehetővé. Minél rövidebb a gerjesztések élettart-

tama, annál szélesebbek a rezonanciák. A rezonancia energiában mért szélessége és az élettartam között a határozatlansági reláció adja meg a kapcsolatot.

Kutatásainkban már hosszú ideje a nem teljesen rendezett szilárd testek vagy általában kondenzált anyagok tulajdonságaival foglalkozunk. Megvizsgáltuk, hogyan befolyásolják ezeket a tulajdonságokat a nem mágneses, ill. mágneses szennyezések. A szennyezések koncentrációját olyan mértékig növelve, hogy azok már nem tekinthetők izoláltaknak, az ötvözetek területére jutottunk, ahol ugyancsak vizsgáltuk a szerkezet és mikrodinamika kapcsolatát, továbbá fázisátalakulások hatását ezen jellemzőkre [2-10].

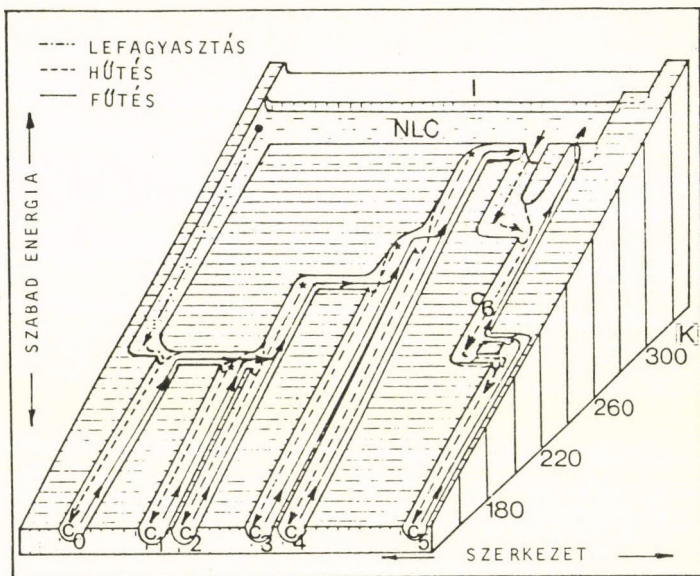
3. VIZSGÁLATOK FOLYADÉKKRISTÁLYOS TULAJDONSÁGOKAT MUTATÓ ANYAGOKON

Az utóbbi években a folyadékkristályos anyagok kerültek érdeklődésünk középpontjába. Ezek valahol a folyadékok és a kristályos anyagok között helyezkednek el. Szerkezetük emlékeztet a kristályos anyagra, ugyanakkor a pálca alakú molekulák a folyadékokra jellemző diffúziós mozgást végeznek. Érdeklődésünket elsősorban az motiválta, hogy a folyadékkristályos anyag a klasszikus szilárdtest-fizikán felnőtt kutató számára a munkaterület ideális kiszélesítési lehetőségét jelenti. Ezek az anyagok ugyanis — egy kicsit az állatorvosi tankönyvek beteg lovának analógiájára — számos specifikus tulajdonsággal rendelkeznek. Külső beavatkozással, pl. elektromos vagy mágneses terekkel pedig e tulajdonságokat (rendparaméter, optikai, dielektromos jellemzők) könnyen befolyásolhatjuk.

Ezen területről választottam munkásságomat ismertető egyik példámát, mivel így beszámolhatok egyik, új jelenség felfedezésére vezető kutatásunkról is.

3.1. Neutronfizikai vizsgálatok

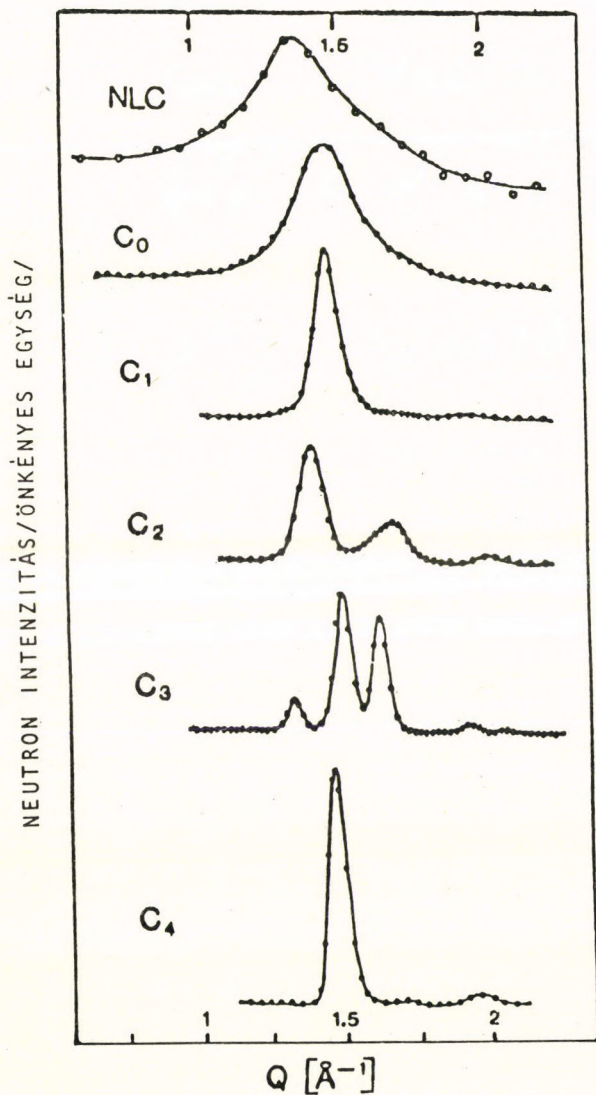
Az általunk vizsgált anyagok zömmel nematikus rendeződést mutatnak. A szerkezetmeghatározás nehéz, de rutinmunkát jelentett számunkra, amit neutronszórás kísérletekkel végeztünk el [11]. Az érdekességet egy általunk memória-effektusnak nevezett jelenség jelentette. A folyadékkristályos anyag ugyanis „emlékezik” arra, hogy milyen kristályos fázis megolvastásával hoztuk létre. És mivel ezek az anyagok a kristályos állapotban polimorfiát mutatnak, ezen fázisok szerkezetvizsgálatával is foglalkoznunk kellett [12]. Az MBBA (metoxi-benzilidén-butyl-anilin) nematikus tulajdonságokat mutató anyagon végzett méréseinkből a minta előéletétől függően több szilárd fázisú szerkezetet tudtunk meghatározni, mint ahogy azt az 1. ábrán látható szabadenergia-diagramon ábrázoltuk [13]. A megfigyelt kristályos, illetve üvegszerű szerkezetek előállítása a nyilak irányában haladó hőkezeléssel lehetséges. A C_0 , C_1 és C_2 szerkezeteket a folyadékkristályos fázisból gyors hűtéssel állítottuk elő. Ezek nem rendelkeznek a kristályos anyagra jellemző hosszú távú renddel, ugyanakkor megőrizték a folyadékkristályos szerkezet alapvető vonásait. Mivel azonban C_1 és C_2 -ben a molekulák diffúziója befagyott, egy sor olyan vizsgálatot, amelyben ez a diffúzió zavar, job-



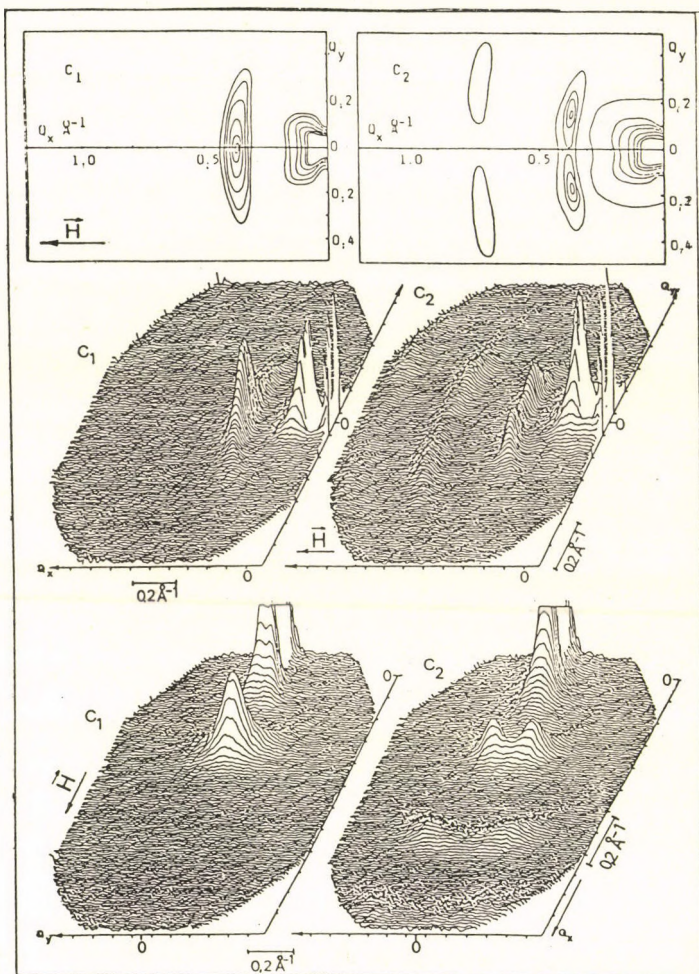
1. ábra. MBBA háromdimenziós szabadenergia-hőmérséklet-szerkezet diagramja, melyen a fázisátalakulások jól láthatók

ban el lehet végezni. A 2. ábrán néhány fázis diffraktogramjának egy-egy jellegzetes szaka-sza látható. Az üvegszerű és a kristályos szerke-zetek esetén a görbe alakja természetesen erősen elüt egymástól.

Említettem már, hogy ezek a szerkezetek külső tér hatására erősen módosulhattak. Jól látható a mágneses tér orientáló hatása a 3. ábrán, ami ugyancsak egyszerűbbé és jobban magyarázhatóvá tett több, általunk elvégzett mérést, különösen a dinamikai vizsgálatok területén [14].



2. ábra. MBBA különböző fázisainak neutrontdiffraktogramja egy jellegzetes impulzusátadás (Q) tartományban

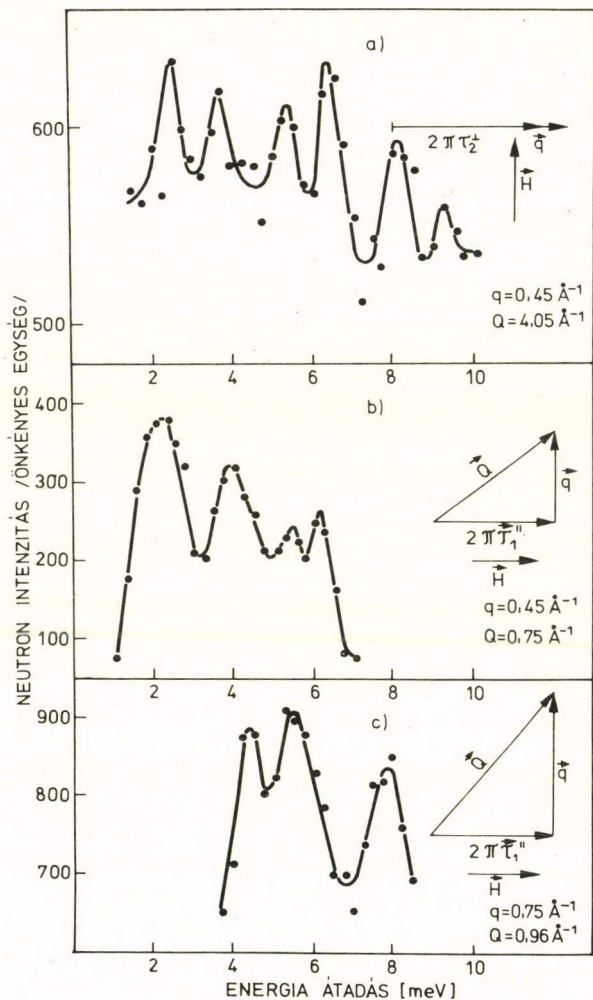


3. ábra. MBBA C_1 és C_2 fázisain végzett kisszögű szórás mérések eredményei $\lambda = 3,12 \text{ \AA}$ -ös neutronhullámhossznál. Az alsó ábrákon a szórt intenzitáseloszlás háromdimenziós képe látható, a bekeretezett ábrákon az azonos intenzitású vonalakat ábrázoltuk. \vec{H} az orientáló mágneses tér iránya

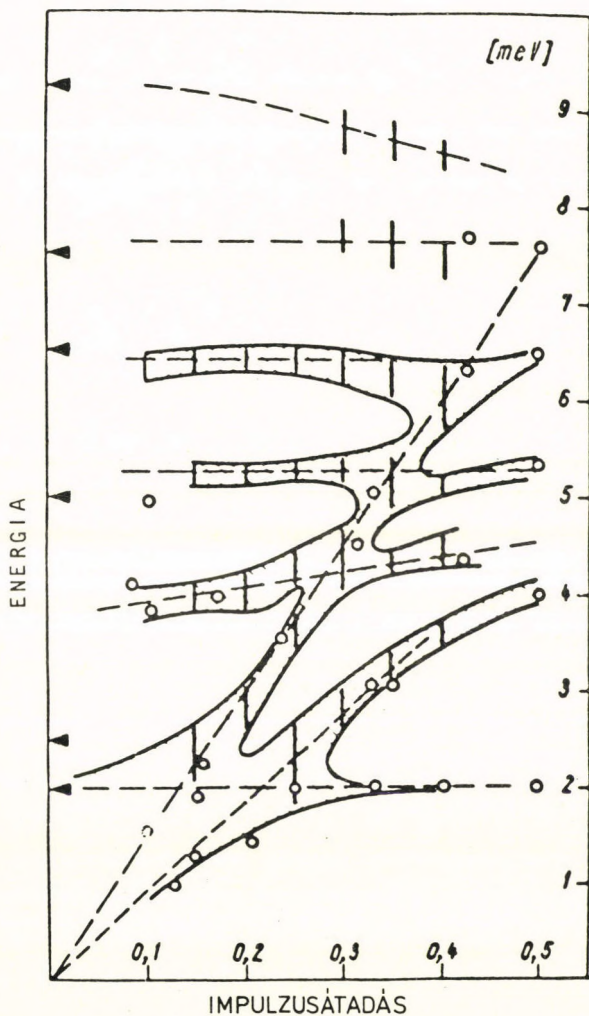
E dinamikai vizsgálatokat neutronszórás, továbbá lézerfény Brillouin- és Raman- szórása segítségével végeztük. A fő kérdés az volt, hogyan módosulnak a kollektív gerjesztések a folyadékkristályos fázisban? Ezt deuterizált PAA-n (*para*-azoxi-anizol) néztük meg rugalmatlan neutronszórás segítségével [15]. A deuterizálásra a minta koherens szórási hányada megnövelése érdekében volt szükség. A mágneses tér segítségével rendezett mintán megfigyelt „fonon rezonanciák” egy része látszik a 4. ábrán, míg az 5. ábra az ezekből meghatározott diszperziós görbéket mutatja. A fonon élettartamok jóval rövidebbek, mint a kristályos esetben. Ezért ábrázoltuk a vonalazott területtel a fonon rezonanciák szélességét is mutató diszperziós görbéket. Összehasonlításként a 6. ábra PAA-hoz nagymértékben hasonló szerkezetű PAF (*para*-azoxi-fenetol) egykristályán mért diszperziós görbéket mutatja [16]. A nagymértékű hasonlóság már első látásra is feltűnő, amit a kvantitatív analízis csak megerősít.

3.2. Optikai vizsgálatok

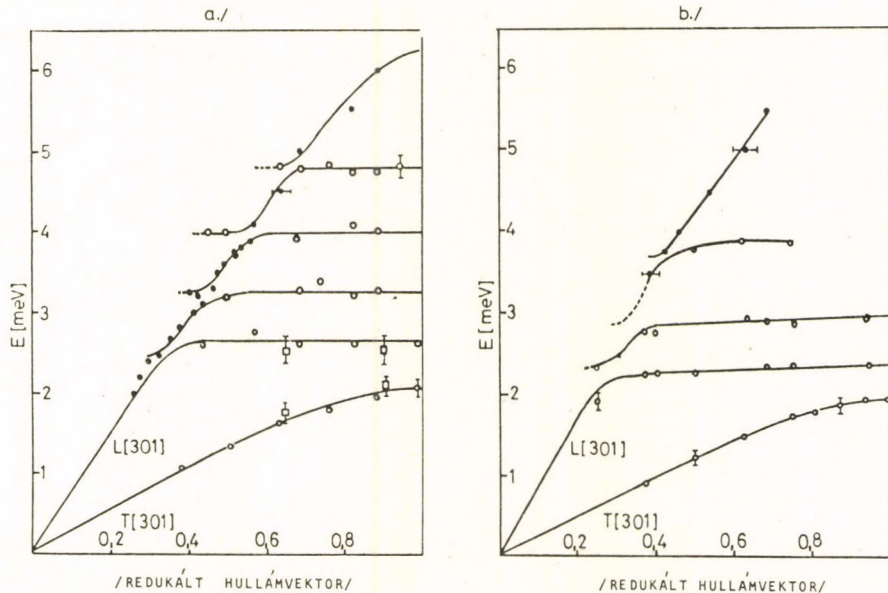
Értékes információ birtokába jutottunk a folyadékkristályos anyag dinamikájáról Raman-szórás segítségével is, amelyet a neutronszórásos szerkezetmeghatározással egyidő-



4. ábra. Fonon típusú rezonanciák folyadékkristályos PAA-ban. Az a, b, és c görbékét különböző mérési geometriában vettük fel



5. ábra. Fonon típusú gerjesztések diszperziós görbéi folyadék-kristályos PAA-ban, külső mágneses térrel orientált mintán

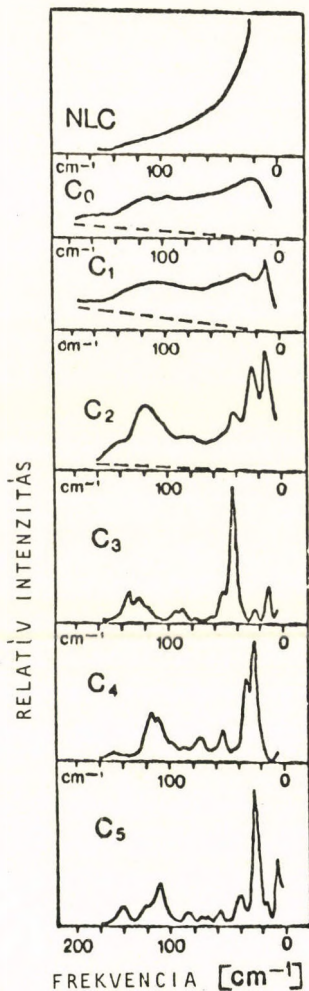


6. ábra. Fonon diszperziós görbék egykristályos PAF-ban

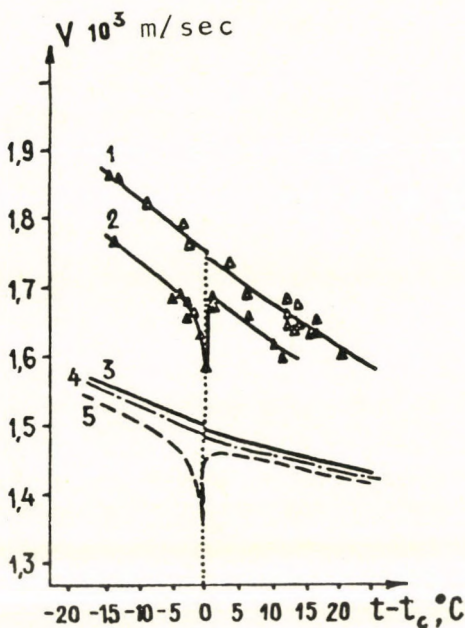
ben, ugyanazon mintán végeztünk. Szemléltetésként a 7. ábrán a MBBA-n kapott eredményeink láthatók, melyekből többek között az olvasható ki, hogy a molekulák flexibilitása fontos szerepet játszik ezen molekulák üvegképző tulajdonságaiban [17].

A kristályos anyagok egy része fázisátalakulás környékén ún. moduslágyulást mutat. Ez azt jelenti, hogy bizonyos fononcsoportok energiája a hőmérséklet függvényében minimális a fázisátalakulási hőmérséklet környezetében. Elméleti előrejelzések szerint ilyen moduslágyulás folyadékkristályos anyagok fázisátalakulása környékén sem kizárt. A jelenség létezését az MBBA nematikus folyadékkristályos — ideális folyadék fázisátalakulása környékén sikerült kísérletileg bizonyítanunk [18]. Lézerfény Brillouin-szórását mértük, amiből az ún. akusztikus fononok terjedési sebessége határozható meg. Ez a mennyiség a 8. ábra szerint minimummal rendelkezik a fázisátalakulási hőmérsékletnél a molekulák hossztengetelyére merőleges irányban, ami valóban moduslágyulást jelent.

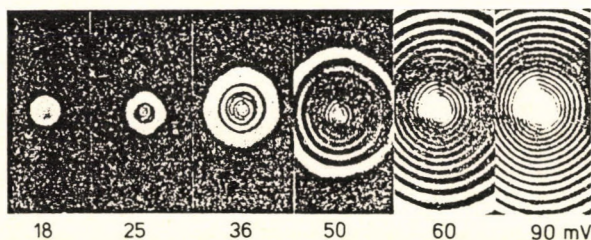
A Brillouin-szórás mérések közben figyeltük meg, hogy elegendően nagy lézerteljesítmények — tipikusan néhányszor tíz milliwatt — és megfelelő polarizáció esetén a folyadékkristályos anyagon áthaladó fénysugár kiszélesedik, miközben a nyalábra merőleges ernyőn a 9.



7. ábra. MBBA különböző fázisában felvett Raman-spektrum alacsony frekvenciás része. A mérések 80 K-nél történtek a nematikus fázis (NLC) kivételével, melyet 300 K-nél vettünk fel. Az NLC, C₀, C₁ és C₂ nem kristályos, a C₃, C₄, C₅ pedig kristályos fázisok



8. ábra. Longitudinális hanghullámok terjedési sebességének hőmérsékletfüggése folyadékkristályos MBBA-ban



9. ábra. OCBT folyadékkristályos réteg lézertérben fellépő átorientálása hatására keletkező interferencia gyűrűk számának és méretének változása a lézerteljesítmény függvényében. A réteg vastagsága $150 \mu\text{m}$, a lézertér nélküli orientáció homeotrop, vagyis a határoló üveglapokra merőleges

ábrán látható interferencia gyűrűk jelennek meg [19].

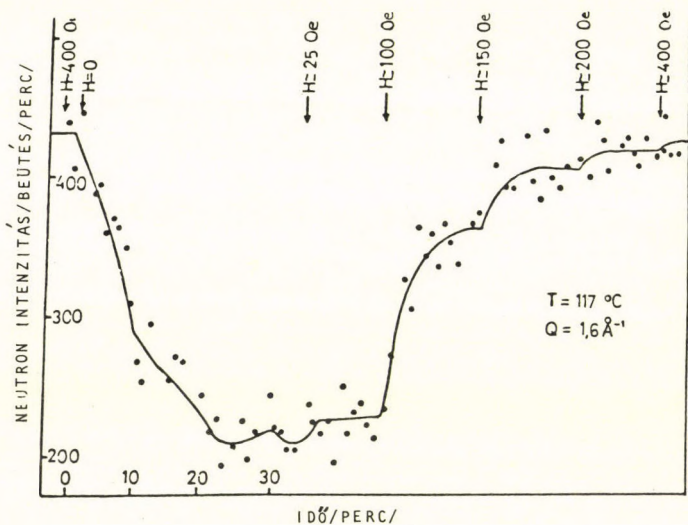
A jelenség magyarázatát is sikerült megadnunk. Lézerfény hatására a pálca alakú folyadékkristály-molekulákon P elektromos dipólmomentum indukálódik. Mivel $|P| \sim |E|$ ahol E az elektromos térerősség, a molekulára ható forgatónyomaték $M \sim E \times P \sim E^2$ ami a nagyfrekvenciás fénytérben is rendelkezik időtől független komponenssel; a molekulák dielektromos tulajdonságaiktól függően a tér irányába vagy arra merőleges irányba állnak be. Mivel a lézernyaláb keresztmetszetében a térerősség változik (ideális esetben Gauss-eloszlás szerint) a molekulák beállásának mértéke is eltérő. Ez a körülmény a molekulák optikai anizotrópiája, tehát a változó törésmutató miatt a vékony ($\sim 100\mu\text{m}$) folyadékkristályos réteget egy tökéletlen lencsévé változtatja. Ez megmagyarázza az áthaladó fény kiszélesedését, ill. a fellépő interferencia gyűrűket.

A tér hatására fellépő átorientálás — hasonlóan a ferromágneses anyagok esetéhez, ahol tér hatására egész domének fordulnak a külső tér irányába — egész tartományokat érint, vagyis kollektív jelenségről van szó. Ennek eredménye, hogy viszonylag kis terek (nagyságrendben 100 V/cm) elegendők az átorientáláshoz. Ez a folyamat erősen nemlineáris, amit tekintettel a fellépő hatás nagyságára óriás

optikai nemlinearitásnak neveztünk el. Ez az egyik, már említett, általunk megfigyelt új jelenség. Különlegessége, hogy a nemlineáris optika ismert jelenségei (frekvenciakétszerezés, optikai bistabilitás stb.) nagyságrendekkel kisebb terекnél lépnek fel, ami potenciálisan új fejezetet nyithat a nemlineáris optika területén.

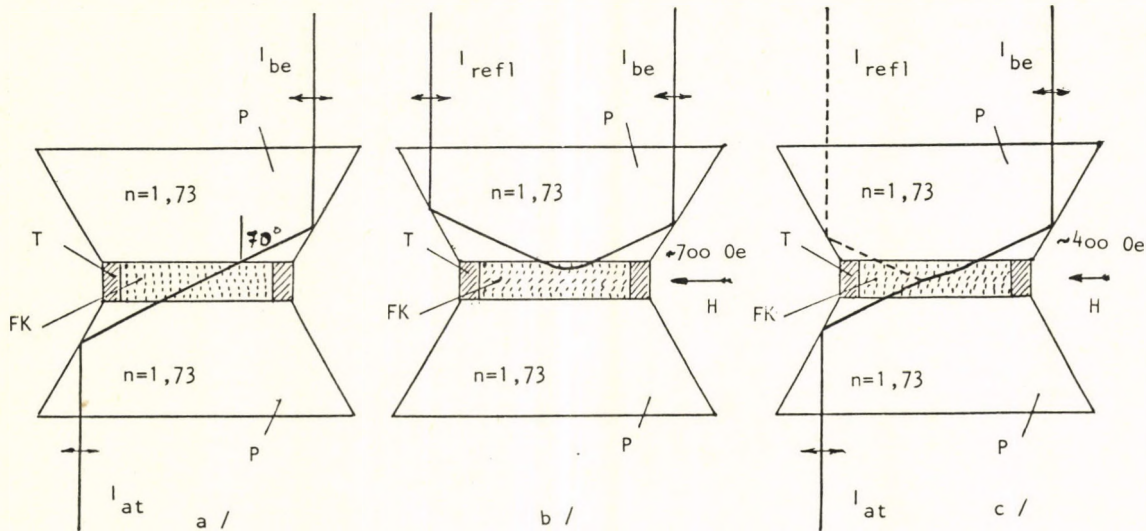
A lézerfényvel történő átorientálás külön érdekességét jelenti a folyamat szokatlanul lassú volta. A kísérlet geometriájától függő módon néhány perc nagyságrendű relaxációs idők is felléphetnek, vagyis a már említett nyaláb kiszélesedés ilyen lassan zajlik le. Ezen átrendeződés strukturális jellegét bizonyítja a 10. ábrán látható görbe is, amely a nematikus folyadékkristályos tulajdonságokat mutató PAA-ban mutatja egy jellegzetes difrakciós maximum intenzitásának változását különböző erősségű mágneses terek bekapcsolása, ill. a tér kikapcsolása esetén. A megfigyelt relaxációs idők ugyancsak néhány perc nagyságrendűek [20].

A folyadékkristály-molekulák fénytérrel való átorientálása útján előidézett törésmutatóváltozás még érzékenyebben megmutatkozik az ún. *teljes belső visszaverődés esetén*. Ennek kimutatására a következő kísérletet végeztük el. A felületre merőlegesen orientált nematikus folyadékkristály-réteget („5CB”, 4-ciano-4'-pentil-bifenil) két nagy törésmutatójú üveg-

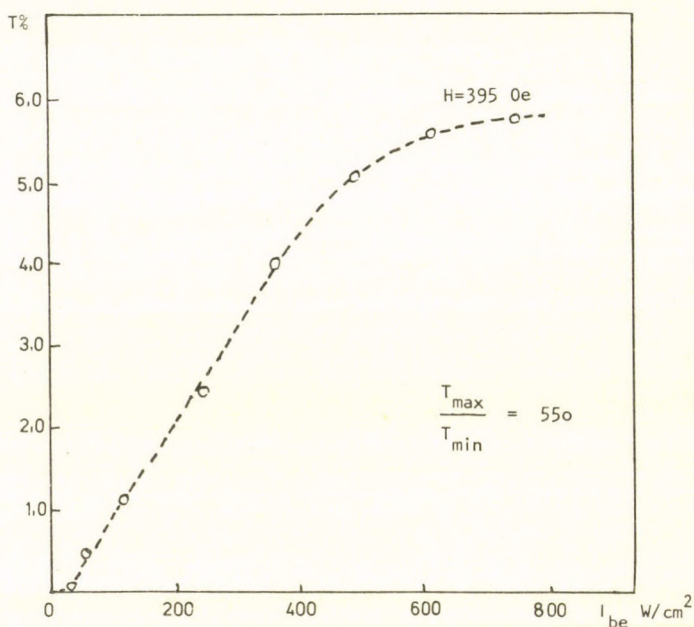


10. ábra. PAA nagy diffrakciós csúcsának intenzitás időfüggése a mágneses tér változtatásai után

prizma ($n_{\text{ü}} = 1,73$) közé helyeztük (11. ábra). A folyadékkristály-réteg törésmutatója a fényterjedési irány (k) és a molekulák iránya (n) által meghatározott síkban rezgő fényre (az ábrán ez a papír síkja) a k és n közötti szögtől függően $n_{\text{FK}} = 1,70 \div 1,54$ között változott. A 11/a ábrán vázolt esetben $n_{\text{FK}} \sim n_{\text{ü}}$, a kb. 70° -os szögben beeső nyaláb lényegében irányváltozás nélkül halad át a rétegen. Megváltozik azonban a helyzet, ha egy külső statikus térrel — esetünkben ez a réteggel kb. párhuzamos mágneses tér (H) — a molekulák irányát a rétegen módosít-



11. ábra. Kísérleti elrendezés a fénytérrel történő átorientálás tanulmányozására a teljes visszaverődésnél. P üvegprizma, FK a felületre merőlegesen orientált nematikus folyadékkristály-réteg, T teflon térköztartó, vastagsága $150 \mu\text{m}$, I_{be} : beeső fénysugár, I_{at} : áteresztett fénysugár, I_{refl} : visszavert fénysugár, H : mágneses tér
 a) $H=0$ -nál áteresztés, b) $H \sim 700 \text{ Oe}$ -nél teljes visszaverődés, c) $H \sim 400 \text{ Oe}$ -nél kis intenzitásnál teljes visszaverődés, nagy intenzitásnál áteresztés



12. ábra. A 11. ábrán vázolt rendszer transzmissziója $\left(T = \frac{I_{\text{át}}}{I_{\text{be}}} \% \right)$ a beeső teljesítménysűrűség ($I_{be} \text{ W/cm}^2$) függvényében

juk. $H \sim 700 \text{ Oe}$ -nél a törésmutató annyira lecsökken, hogy a rétegben a fény teljes visszaverődést szenved (11/b ábra). A beeső fénysugár intenzitásának növelése során a fénytér megpróbálja ugyan a molekulákat a fényáteresztő irányba visszafordítani, ez azonban a vizsgált intenzitástartományban (800 W/cm^2 -ig) nem bizonyult elegendőnek. Be lehetett azonban

állítani egy olyan mágneses teret — esetünkben ez kb. 400 Oe volt — ahol kis intenzitásnál még teljes visszaverődés, nagy intenzitásnál viszont már fényáteresztés valósul meg (11/c ábra). Az elvégzett kísérletben 25 W/cm^2 belépő intenzitásnál a prizmán áthaladó fény csak $\sim 0,01\%$ volt, 500 W/cm^2 -nél azonban az áteresztett fény ennek 500-szorosára nőtt. A 12. ábra mutatja a réteg transzmissziójának (T) változását a rétegre beeső fényintenzitás (I_{be}) függvényében. Látható, hogy a transzmissziónövekedés az említett tartományban jó közelítéssel lineáris [21].

A fenti kísérleti elrendezés lényegében egy optikai tranzisztor modelljének is tekinthető: két (eltérő hullámhosszú) sugarat alkalmazva, az egyik intenzitásának változtatása útján a második áteresztett intenzitásában kb. 500-szoros erősítést lehet elérni. A gyakorlati alkalmazásnak azonban ezen típusú anyagoknál gátat szab a rendkívül hosszú — több másodperces — kapcsolási idő.

4. EGY ÚJ LEHETSÉGES FÉNYFORRÁS. FÉM—FÉM-OXID—FÉM ALAGÚTDIÓDÁK VIZSGÁLATA

Az utóbbi években végzett kutatómunkám bemutatásának másik példáját egy egészen más területről választottam. Az eddigiekben tárgyalt szórás kísérletek a vizsgált anyag atomjainak, vagy molekuláinak mozgását leíró fononspektrum jellemzőiről adtak felvilágosítást. Most egy másik típusú kvázirészecske, az ún. plazmonok leírásával foglalkozunk. Ezen kvázirészecskék a vezetési elektronok sűrűségfluktuációit írják le hasonlóan ahhoz, ahogy a fononok az atomok hőmozgásának leírására alkalmasak. A két példát összekapcsolja a vizsgálati módszerek elvi alapjainak azonosága. A plazmonok is ugyanúgy jellemezhetők diszperziós összefüggésükkel, mint a fononok, és ezen függvény meghatározása is szórás kísérletek segítségével történhet. A szórt részecskék pedig pl. fotonok lehetnek. A szórási folyamatra itt is érvényes az energia-, ill. az impulzusmegmaradási törvény. Ezek teljesülése esetén a szórási hatáskeresztmetszetben maximum lép fel. Ilyen maximumok adják a plazmonok diszperziós összefüggésének egy-egy pontját.

A továbbiakban e plazmonok közül is csak a fémek felületén gerjeszthető felületi plazmonokkal foglalkozunk.

4.1. A plazmon típusú gerjesztésekről

Ilyen plazmonok elbomlásakor keletkező fényt több mint 60 évvel ezelőtt figyeltek meg először [22] mégpedig úgy, hogy a plazmonokat néhány keV energiájú elektronokkal gerjesztették. A probléma 1976 körül vált újra érdekessé, amikor pontkontaktusok és fém—fém-oxid—fém alagútdiódák fényemittáló képességét fedezték fel. [23, 24]. Ezekben a szerkezetekben a felületi plazmonok gerjesztése a fémelektródák között alagúthatás útján áthaladó elektronok segítségével valósul meg, melyek energiája néhány elektronvolt (eV). Mielőtt a gerjesztés, ill. fényemisszió folyamataival foglalkoznánk, ismerkedjünk meg röviden a fémekben megvalósuló elektron plazma oszcillációk tulajdonságaival, különös tekintettel a felületi plazma oszcillációkra (SPO) [25].

A plazma töltött részecskék olyan halmaza, ahol e részecskék kinetikus energiája összemérhető a helyzeti energiával, továbbá ahol a kölcsönhatás bármely két részecske között elhanyagolható. A fémek vezetési elektronjai közel szabadok és ezért halmazuk alacsony hőmérsékletű plazmának tekinthető. Minden plazmában fellépnek töltéssűrűség fluktuációk, melyek — a szilárdtest-fizikában általánosan ismert formában — kollektív rezgések összegként írhatók le. Ezen kollektív rezgéseket

nevezzük plazmonoknak. A fononokhoz hasonlóan az $\omega = \omega(k)$ diszperziós összefüggéseket használhatjuk fel jellemzésükre, melyek a plazmonok $\hbar\omega$ energiája és k hullámvektora közötti kapcsolatot írják le.

Ha például gyors elektronokkal kívülről besugárzunk egy fémre, olyan töltéssűrűség-fluktuációkat generálunk, amelyeket longitudinális síkhullámokkal írhatunk le. Ezek a hullámok a gerjesztés irányában terjednek és diszperziójukat az

$$\omega = \omega_p(1 + Ak^2 + \dots) \quad (8)$$

összefüggés írja le, ahol

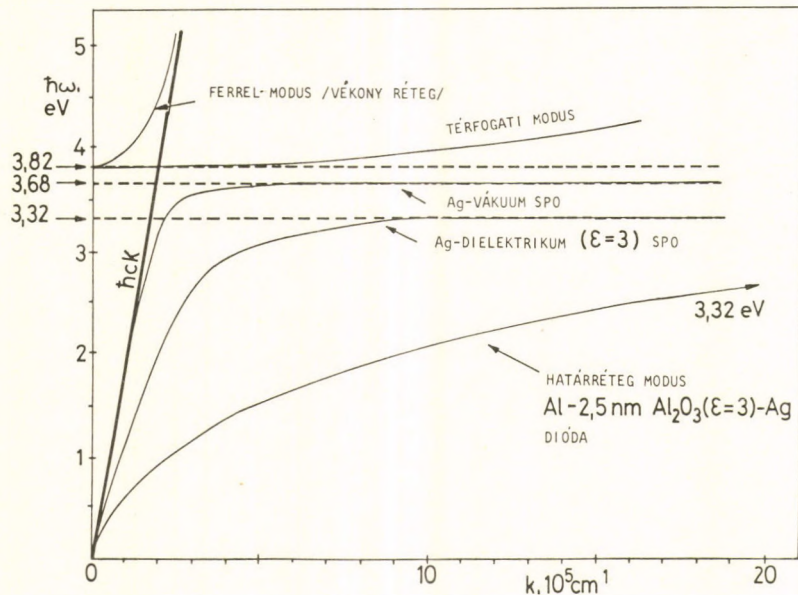
$$\omega_p = \left| \frac{4ne^2}{m^*} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

az ún. plazmafrekvencia, n az elektronok sűrűsége, e a töltésük, m^* pedig az ún. effektív tömegük. ω_p értéke a fémekben néhány eV nagyságrendű.

Külső elektromágneses térrel, pl. fénnel gyorsan csillapodó, transzverzális plazmaoscillációk gerjeszthetők, melyeket az

$$\omega = (\omega_p^2 + c^2 K^2)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

diszperziós összefüggés jellemez, ahol $K = \frac{\omega}{c}$ a fény hullámvektora. Ezt ún. Ferrel-modusnak nevezzük (13. ábra).



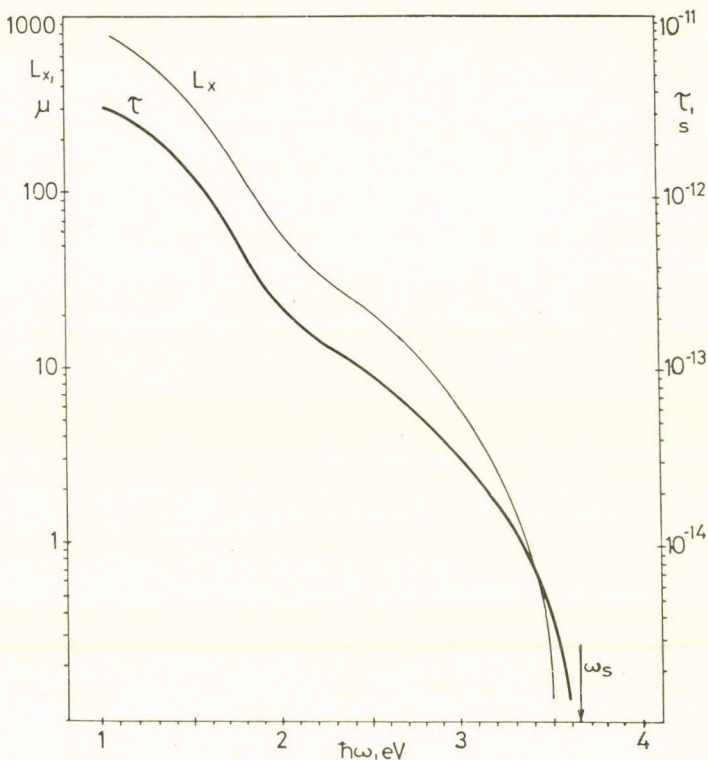
13. ábra. Al—Al₂O₃—Ag szendvics szerkezetre számított diszperziós görbék. A $\hbar ck$ fénnyvonaltól jobbra eső módusok önmaguktól nem sugároznak

Külső fény- vagy elektronbesugárzás töltéssűrűség fluktuációkat, tehát kollektív plazmaoszillációkat gerjeszt a fém-dielektrikum (pl. vákuum) hatásfelületen is. Ebben az esetben a töltések a fémfelületre merőlegesen mozdu-
 nak el, a perturbáció pedig a felület mentén terjed síkhullámok formájában. Ezek a hullámok transzverzálisak, a mágneses tér vektora a fémfelületben, az elektromos pedig arra merőlegesen helyezkedik el. A felületi plazmonok tehát p-polarizáltak, ugyanúgy, mint az elbomlásukkor kibocsátott fény [36].

A felületi plazmonok diszperziós összefüggését a Maxwell-egyenletek segítségével lehet meghatározni azzal a mellékfeltétellel, hogy az elektromos eltolásvektor felületre merőleges komponense folytonosan változik a felületen. Az $\omega = \omega(k)$ összefüggést a

$$\tilde{k}(\omega) = K \left| \frac{\varepsilon_0 \cdot \tilde{\varepsilon}(\omega)}{\varepsilon_0 + \tilde{\varepsilon}(\omega)} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

komplex egyenlet határozza meg, ahol ε_0 a szigetelő dielektromos állandója, $\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_r + i\varepsilon_i$ a fém komplex dielektromos állandója, $\tilde{k}(\omega) = k_r + ik_i$ pedig a plazmonok komplex hullámvektora. A diszperziós összefüggést k_r tartalmazza, k_i pedig a belső csillapításra jellemző mennyiség. A 14. ábra ezüst-vákuum és ezüst-szigetelő ($\varepsilon_0 = 3$) átmenetek felületi plazmon rezgéseinek diszperziós összefüggéseit



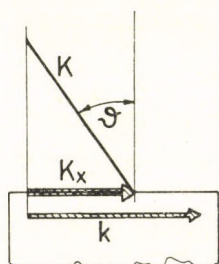
15. ábra. Ezüst felületén gerjeszthető plazmonok átlagos szabad úthossza és élettartama az energia függvényében (számított)

nye, melyekben az irodalomból ismert optikai állandókat használtuk, és ideálisan sima ezüst felületet tételeztünk fel [37]. A diszperziós összefüggés teljesen szabad vezetési elektronokat feltételezve

$$h\omega_s = \frac{h\omega_p}{|1 + \epsilon_0|^2} \quad (13)$$

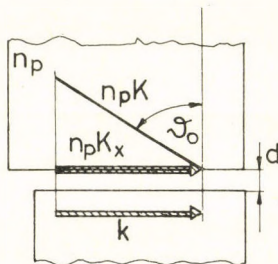
formában adja meg a $k \rightarrow \infty$ határesetre a felületi plazmonok energiáját, ami pl. az alumínium-vákuum átmenet esetében $\hbar\omega_s = 10,8$ eV-ot eredményez.

A felületi plazmonokat elektronokkal könnyű gerjeszteni. Fotonok segítségével ez azonban — mint már jeleztük — csak speciális körülmények között tehető meg. Az impulzusmegmaradás törvénye az elemi „szórási” aktusban csak úgy teljesíthető, ha a hiányzó impulzust egy „harmadik test” közbeiktatásával pótoljuk. Ha ugyanis K hullámvektorú fény esik a fémfelületre, ennek a felülettel párhuzamos $K_x = K \sin \vartheta$ komponense mindig kisebb a plazmonok k hullámvektoránál. Itt ϑ a fény beesési szöge (16/a ábra). Az egyik módszer ezen nehézség áthidalására az ún. csillapított teljes visszaverődés módszere (16/b ábra). Itt a fény a fémfelületet egy átlátszó $n_p > 1$ törésmutatójú közegen keresztül közelíti meg. Ha d elég kicsiny, a fény hullámhosszának nagyságrendjébe eső távolság, a felületi plazmonoknak a felülettől távolodva exponenciálisan csökkenő elektromos tere csatolódik az optikai közeg határán visszaverődő fénynek a közegből ugyancsak „kilógó” teréhez. Ez biztosítja a plazmon-foton csatolást, hiszen a $n_p K \sin \vartheta = k$ impulzusmegmaradási feltétel ilyen módon már teljesülhet.



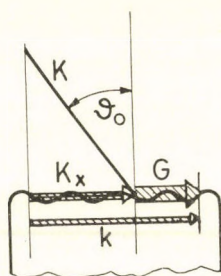
$$K_x = K \sin \Theta \leq K < k$$

a)



$$n_p K \sin \Theta_0 = k$$

b)



$$K_x + G = k; \quad G = 2\pi/a$$

c)

16. ábra. Felületi plazmonok gerjesztésének módszerei. Sima felületen az impulzusmegmaradás törvénye tiltja a gerjesztést (a). n_p törésmutatójú prizmaiban a teljes visszaverődéskor a vákuumban „belógó” exponenciálisan lecsengő tér gerjesztheti a plazmonokat megfelelő Θ_0 szögű beesés esetén (b). Periodikus (vagy stochasztikus) felületi egyenetlenségek esetén is lehetséges a gerjesztés alkalmas Θ_0 szög mellett (c)

A továbbiakban mi egy másik módszert szeretnénk kihasználni. Ennek alapja, hogy a hiányzó impulzust, a neutronszórás kísérleteknél már tárgyalt módon egy rács is adhatja. Az 1\AA nagyságrendű neutronhullámhossz esetén erre a kristályrács felel meg, fény esetén azonban néhány ezer \AA periódusú rácsra van szükség. Ebben a tartományban jó minőségű holografikus rácsokat lehet előállítani. A csatolás a *16/c ábrán* látható módon jön létre. Ilyen típusú csatolás azonban megvalósulhat a felületen mesterségesen létrehozott optikai rács nélkül is, mivel a fémfelületek nem ideálisan simák, és a statisztikus eloszlású felületi egyenetlenségek is adhatják a hiányzó impulzust.

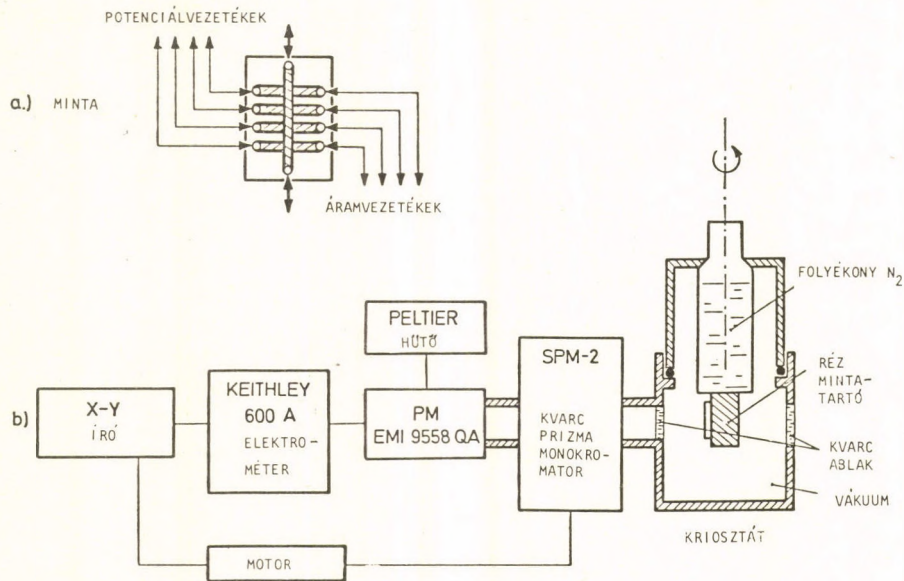
4.2. Alagútdiódák fényemissziója

A folyamat demonstrálására és fizikai jellemzőinek vizsgálatára üveg-, ill. zafírfelületre vákuumgőzöléssel készített fém—fém-oxid—fém alagútdiódákat használtunk, amelyekben a diódán keresztül folyó elektronáram gerjeszti a felületi plazmonokat. A plazmonok detektálását az elbomlásukkor keletkező fény segítségével végeztük. A plazmon-foton rendszerre az energia- és az impulzusmegmaradási törvényeknek itt a kicsatoláshoz kell teljesülniük [26].

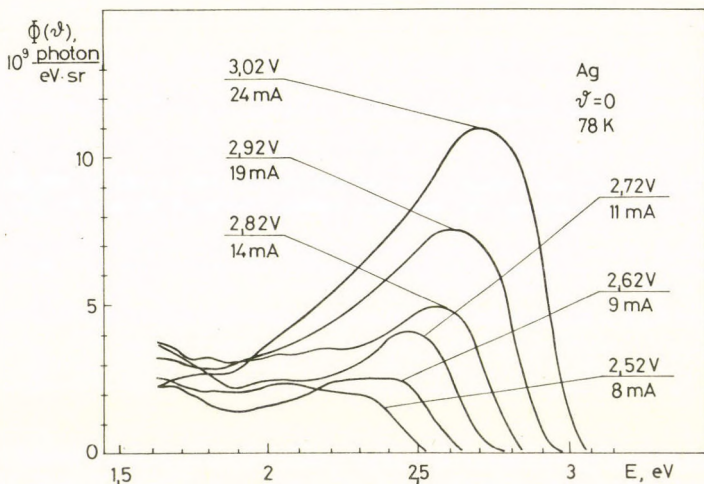
Az $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{M}$ ($\text{M}=\text{Ag}, \text{Au}, \text{Cu}$) diódákat zafír hordozón állítottuk elő párologtatással, ill. plazmaoxidálással. A rácsos hordozókat fotorezisztben történő holografikus exponálással, majd freongázos maratással hoztuk létre. Az egy hordozón egyszerre keletkező négy diódát (a vezetékek metszéspontjában) a 17/a ábrán láthatjuk. A 17/b ábra a fényemissziót mérő berendezés vázlatos elrendezését mutatja. A mintát a mérések során vákuumban tudtuk tartani közel a cseppfolyós nitrogén forráspontjához, vagy szobahőmérsékleten és a kibocsátott fény intenzitását vizsgáltuk a hullámhossz és a szög függvényében. A diódákra 2—4 V-os egyenfeszültséget kapcsoltunk a plazmonok gerjesztésére, vagyis a fényemisszió létrehozása céljából.

Sima hordozón előállított diódákon megjelent a fényemisszió és mind a szög, mind a hullámhossz szerinti eloszlás sima görbét eredményezett. A 20. ábrán az $\text{M}=\text{Ag}$, a 19. ábrán pedig az $\text{M}=\text{Au}$ elektródájú diódák által kibocsátott fény spektrumát ábrázoltuk $\vartheta=0$ szög mellett. A görbék nem mutatnak különleges szerkezetet, alakjuk és a 18., ill. 19. ábrák egymástól való eltérése jól magyarázható.

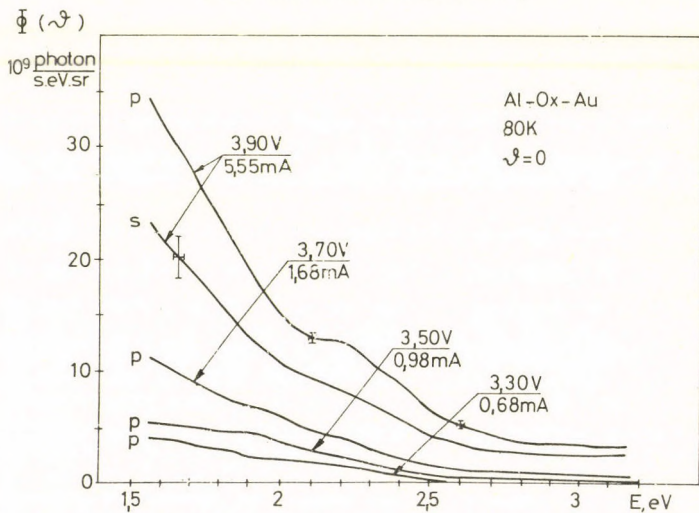
A rácsos hordozón előállított diódák a sima esetben megfigyelt fényen felül tartalmaznak egy erősen irányított, p-polarizált komponens is [26]. A 19. ábrán jellegzetes szögeloszlás



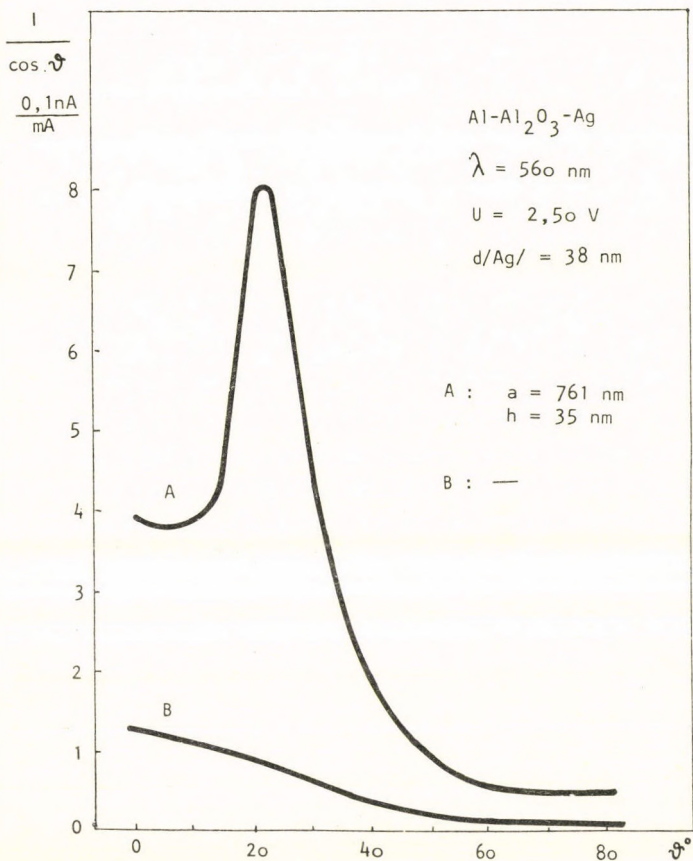
17. ábra. A mérésekben használt fém—fém-oxid—fém diódák elrendezése (a) és a kísérleti elrendezés vázlata (b)



18. ábra. Sima felületre párolt Al–Al₂O₃–Ag dióda által kibocsátott fény spektrális eloszlása. A görbék melletti paraméter az alkalmazott feszültség (és áram)

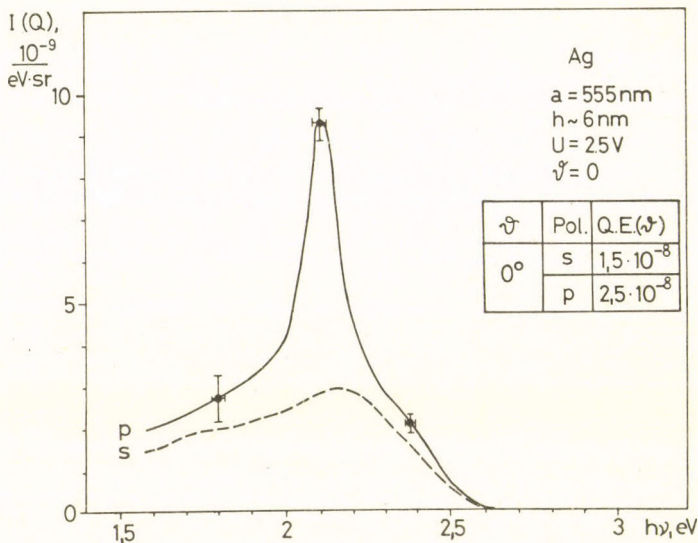


19. ábra. Sima felületre párolt Al–Al₂O₃–Au dióda fényének spektrális eloszlása



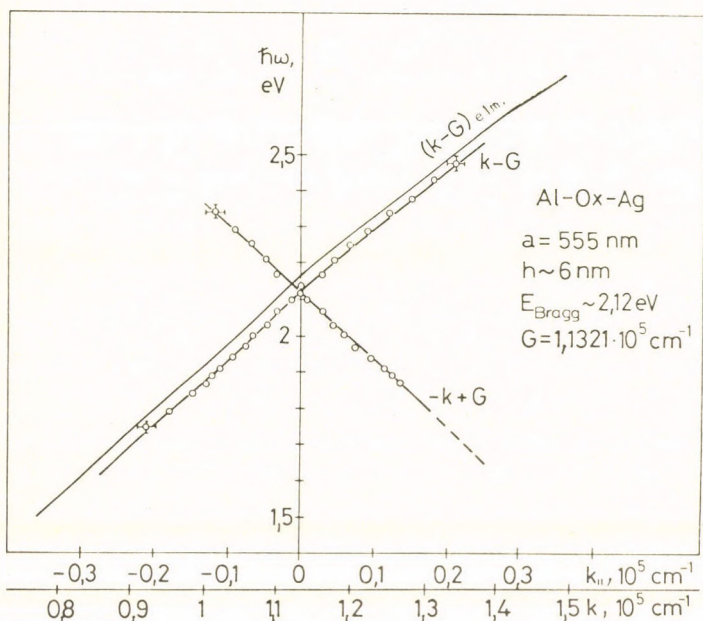
20. ábra. Al – Al₂O₃ – Ag dióda fényének szögeloszlása rácson (A) és sima (B) hordozó esetén. A rezonancia helyén teljesül az impulzusmegmaradás törvénye

görbéket, a 21. ábrán pedig egy rögzített szögnél mért jellegzetes spektrumot mutatunk be. Mindkét görbén éles rezonancia figyelhető meg.



21. ábra. 20. szerinti dióda fényének spektrális eloszlása rögzített szög mellett

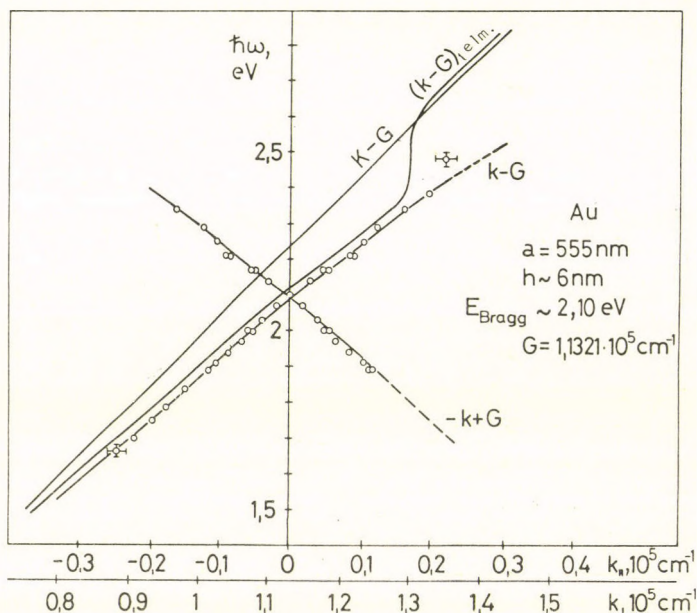
A rezonancia helyén teljesül a plazmon-foton rendszerre az energia- és impulzusmegmaradás törvénye, tehát e rezonanciából a plazmonok diszperziós görbéjének egy-egy pontja határozható meg. A 22., ill. 23. ábrákon az Ag, ill. Au anódú diódákon ezen fémek vákuummal érintkező felületén gerjesztett felületi plazmonok diszperziós görbéi láthatók sekély rácsú hordozók esetén (a rács mélysége $h \sim 6 \text{ nm}$). Arany esetén 2,5 eV körül a d-sáv abszorpciója okozza az eltérést. Nagyobb rácsmélység ($h \sim 56 \text{ nm}$) esetén az ellenkező irányban haladó plazmo-



22. ábra. Ag felületi plazmonok diszperziós görbéi, sekély rácson mérve. $k_{||} = k + G$

nok erősebben csatolódnak egymáshoz. Ezért diszperziós görbéik kereszteződésének helyén ($k_{||}=0$) a két diszperziós ág szétválik, mint ahogy az a 24. ábrán látható. A felhasadás mértéke, Δk arányos a rács mélységével [28].

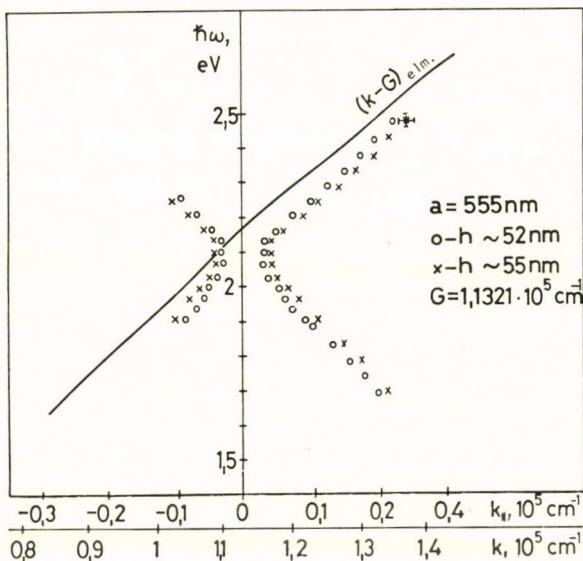
Megvizsgáltuk a fordított folyamatot is [29]. A diódák felületén lézerfényvel gerjesztettünk plazmon rezgéseket, melyeknek egy része elbomláskor ún. belső fotoeffektust okozott, vagyis áramot indukált az alagútdiódában. Itt a



23. ábra. Au felületi plazmonok diszperziós görbéi, sekély rácson mérve. $k_{||} = k + G$

rezonancia, vagyis az impulzusmegmaradás feltételének a becsatolási folyamatra kell teljesülnie. A 25. ábrán látható módon ezt meg lehetett valósítani. Az ezen folyamat vizsgálata segítségével meghatározható diszperziós görbe hibahatáron belül megegyezik a direkt mérésekből kapottal, mint ahogy az a 26. ábrán is látható.

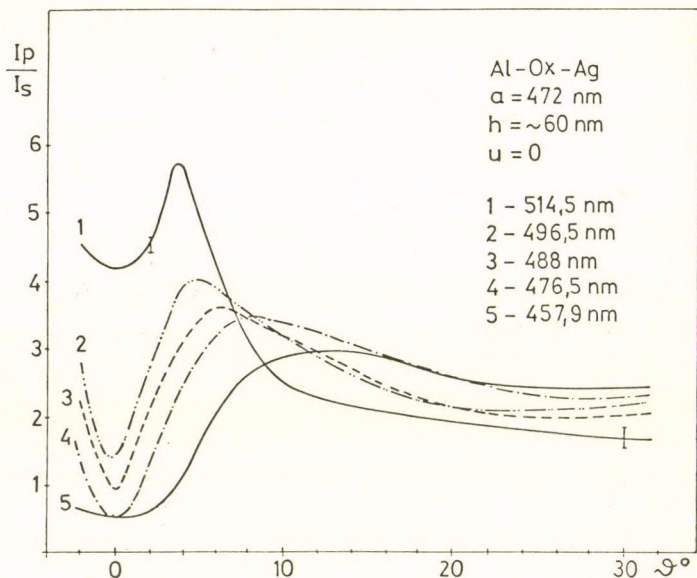
A 22—24. és 26. ábrákon látható, hogy a mért diszperziós görbék eltolódtak a sima felületre



24. ábra. Ag felületi plazmonok diszperziós görbéi, mely rácson mérve. $k_{||} = k + G$

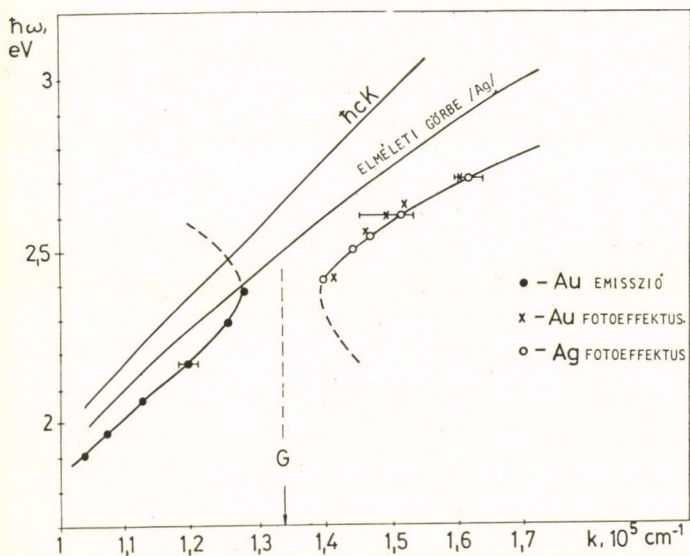
számított függvényhez képest. Ez viszonylag egyszerű számításokkal igazolható módon a rácsos felület következménye. A másik rendellenesség a megfigyelt k -felhasadás, erre a problémára részletesebben visszatérünk. A harmadik probléma a rendkívül alacsony kvantumhatásfok (18—21. és 25. ábrák), ami ugyancsak részletes vizsgálatok tárgyát képezte.

A fent említett k -felhasadás azért is fokozott figyelmet érdemel, mert az eddig publikált elméleti számítások energiefelhasadást adtak, ami legvilágosabban a 27. ábrán látható [30].



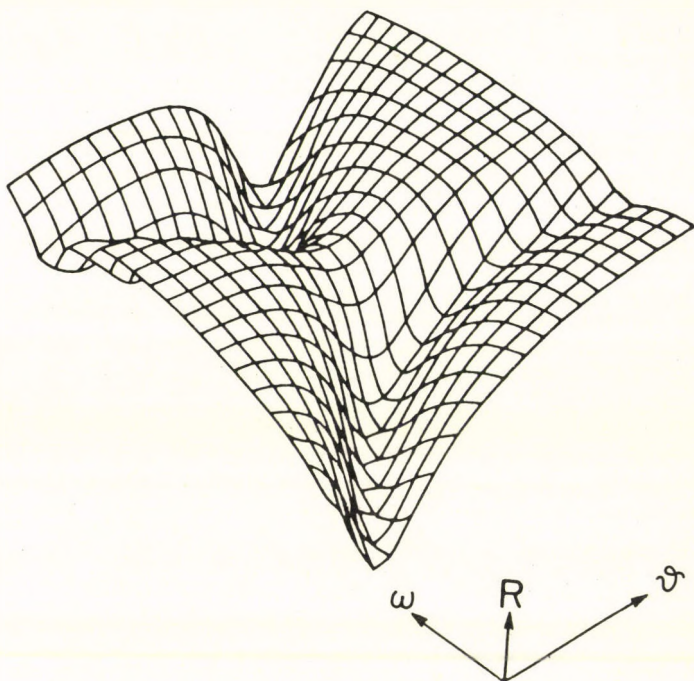
25. ábra. Belső fotoeffektus áramának a gerjesztő fény beesési szögétől való függése. I_p/I_s a p-polarizáció, ill. s-polarizáció mellett mért effektus aránya. Az 1—5 görbék az Ar ionlézer különböző hullámhosszú vonalain mértük

A probléma részletes tanulmányozása céljából egyidejűleg vizsgáltuk fém—fém-oxid—fém diódáink fényemisszióját rögzített fotonenergiák mellett a szög, ill. rögzített szögek mellett a fotonenergia függvényében. A 28. és 29. ábra mutatja az eredményt Ag anódú dióda esetén. Az ionmaratott meander-profilú mély rácsokon végzett mérésekben megfigyelt két emissziós „hegy-vonulat” jól mutatja a már



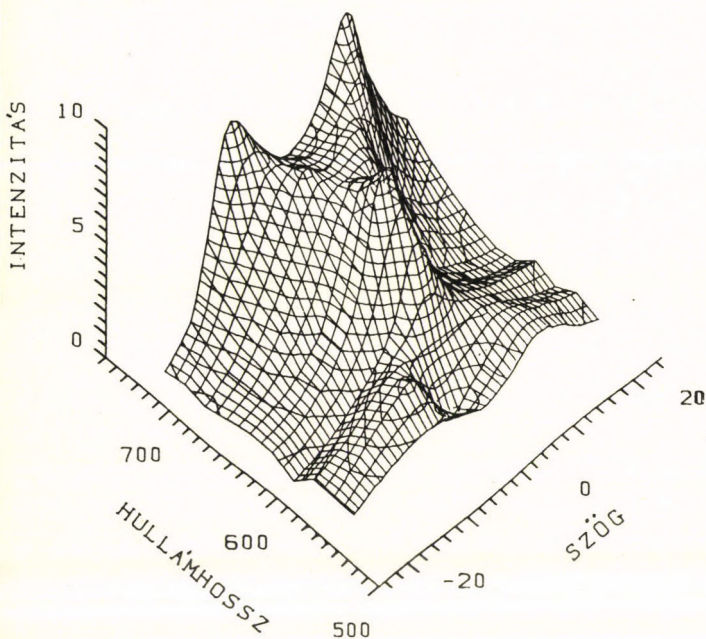
26. ábra. A belső fotoeffektusból meghatározható diszperziós görbe és összehasonlítása a direkt folyamatból kapott eredményekkel

említett k -felhasadást a $h\omega = \text{const}$ ($\lambda = \text{const}$) mérésekben (28. ábra). A 29. ábrán ($\vartheta = \text{const}$) ezzel szemben ilyen felhasadás nem látszik, és a maximumok helye a 30. ábrán látható (szaggatott vonal) diszperziós görbére vezet, vagyis egy „nem fizikai” energiefelhasadásra. Méréseinkből tehát az következik, hogy a $\lambda = \text{const}$ görbék valódi impulzus, a $\vartheta = \text{const}$ eloszlások pedig nem fizikai energiefelhasadást adnak, szemben az elméleti képpel [30] amely valódi energia- és nem fizikai impulzusfelhasadást mutat [31].



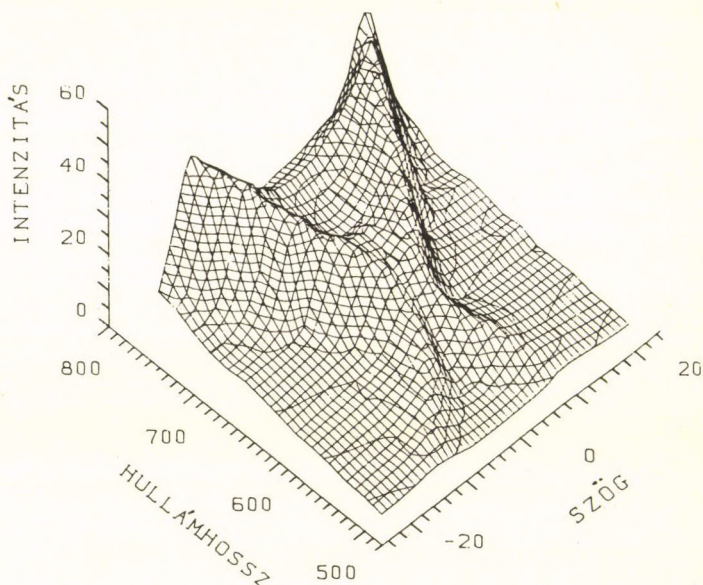
27. ábra. Ag felületi plazmonok okozta reflexió változása az (ω, λ) felületen, $a=1100$ nm és $h=30$ nm paraméterű rács esetén. Energiafelhasadás figyelhető meg. Számított görbe [30]

A rácsprofil szerepének tisztázása céljából ugyancsak Al—Al₂O₃—Ag alagútdiódákat állítottunk elő, de sík zafírlemez felületére felvitt fotorezisztben létrehozott közel szinuszos profilú holografikus rácson. A $\lambda = \text{const}$ mérések eredménye látható a 31. ábrán. Megállapítható, hogy ebben az esetben nem lép fel felhasadás, a



28. ábra. Al–Al₂O₃–Ag dióda fényemissziója a (λ , ϑ) síkban. A hordozó rács paraméterei: $a=555$ nm, $h=52$ nm. A mérés $\lambda=\text{const}$ mellett történt

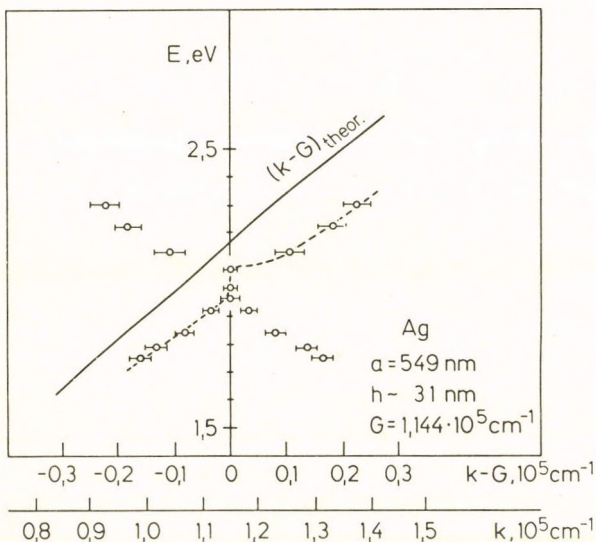
diszperziós görbék metszéspontjában ($\vartheta=0$, $\lambda \sim 6200$ Å), ezzel szemben egy határozott csúcs látható, ami a két egymással ellentétes irányban haladó felületi plazmon oszcillációk konstruktív összeadásának eredménye. Az ezen eloszlásból meghatározható diszperziós görbe jó egyezést mutat az elméleti számításokkal [30], amelyeknek eredménye a 32. ábrán látható szaggatott görbe.



29. ábra. A 28. ábrának megfelelő eloszlás $\vartheta = \text{const}$ mellett mérve

A felhasadás — gyakorlati célból is jelentős — kérdésének tisztázása céljából más irodalmi adatokat is felhasználva a következő eredményre jutottunk:

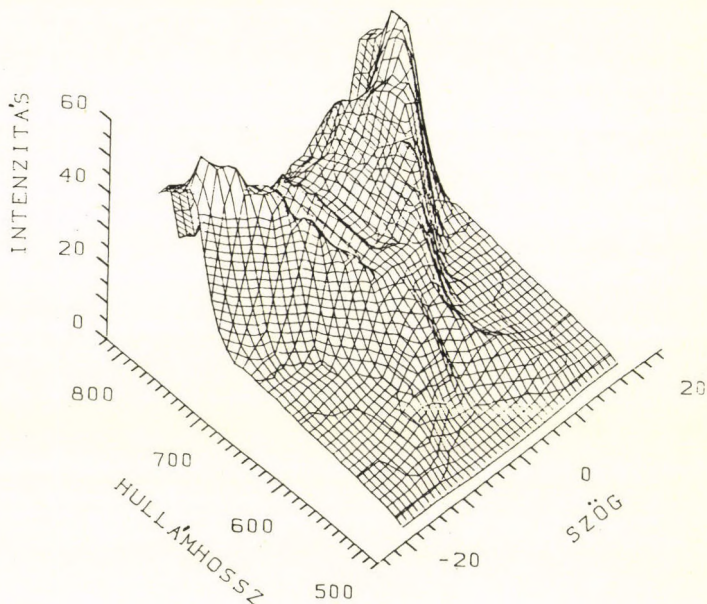
E felhasadás jellege erősen függ a kísérleti körülményektől. Néha energia-, néha impulzusfelhasadás lép fel. Még ugyanazon rácson is kaphatók eltérő eredmények, ha a felületi plazmonokat különböző módszerekkel gerjesztjük (külső gyors elektronok, alagútdióda árama, külső fény). Az anomália jellege a



30. ábra. A 29. ábrának megfelelő eloszlásból meghatározott diszperziós görbék

rácsperiódus, a rácsprofil, a rács mélysége és a gerjesztés típusának függvénye.

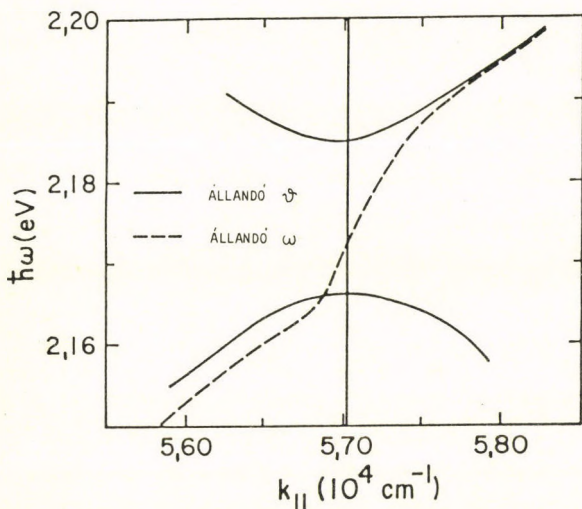
A fém—fém-oxid—fém alagútdiódákban azonban az impulzusfelhasadás mindig megfigyelhető, ha a rács elég mély, a gerjesztés módjától függetlenül, amit belső fotoeffektus méréseink (25., 26. ábra) is jól alátámasztanak. Mivel ezek az eszközök várhatóan fényforrásként is alkalmazásra kerülhetnek a kibocsátott fény szög szerinti és spektrális eloszlása gyakorlati jelentőségű kérdés. A megfigyelt k -felhasadás azt jelenti, hogy ezen diódák nem fognak



31. ábra. Al–Al₂O₃–Ag dióda fényemissziója a (λ , ϑ) síkban, közel szinuszosan modulált, holografikusan előállított hordozó esetén. A mérés $\lambda = \text{const}$ mellett történt. A rács paraméterei:
 $a = 549 \text{ nm}$, $h = 31 \text{ nm}$

maximális intenzitást kibocsátani a $\vartheta = 0$ irányban.

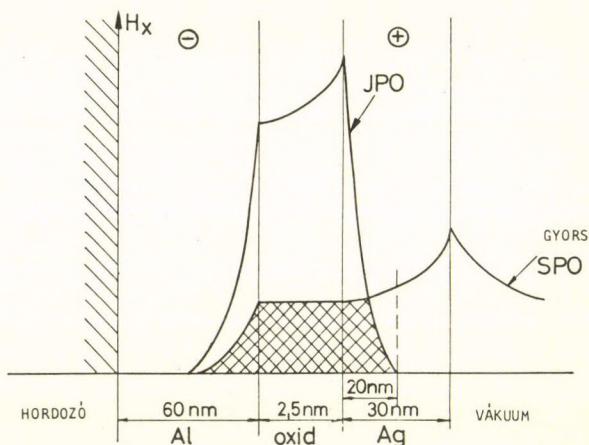
A másik váratlan megfigyelés az igen kis kvantum hatásfok. Mivel a fényemisszió legalább kétlépcsős folyamat (alagúthatás segítségével az oxidrétegen áthaladó elektron \rightarrow felületi plazmon \rightarrow foton) ennek elemeit külön-külön érdemes megvizsgálni. A plazmon \leftrightarrow foton átalakulás hatásfoka igen magas 50%



32. ábra. Számított diszperziós görbe a 28. ábrának megfelelő eloszlásból. A folytonos görbe a $\theta = \text{const}$ a szaggatott pedig a $\lambda = \text{const}$ esetnek felel meg

nagyságrendű, esetenként pedig még magasabb, tehát az egész folyamat alacsony hatásfokának oka az elektron \leftrightarrow plazmon átalakulás kis valószínűsége [32]. A hatásfok növelés érdekében először meg kell érteni a lezajló folyamatok lényegét.

Kísérleti eredményeink alapján megállapítható, hogy a gerjesztési folyamat meglehetősen bonyolult, de alapvetően két típusú lehet, egyrészt a diódán áthaladó elektronokkal történő direkt, másrészt a dióda áramának fluktuációin keresztüli gerjesztés.



33. ábra. Al–Al₂O₃–Ag diódában a felületi és a határréteg plazmonokhoz tartozó mágneses tér komponens (H_x) mélység szerinti eloszlása

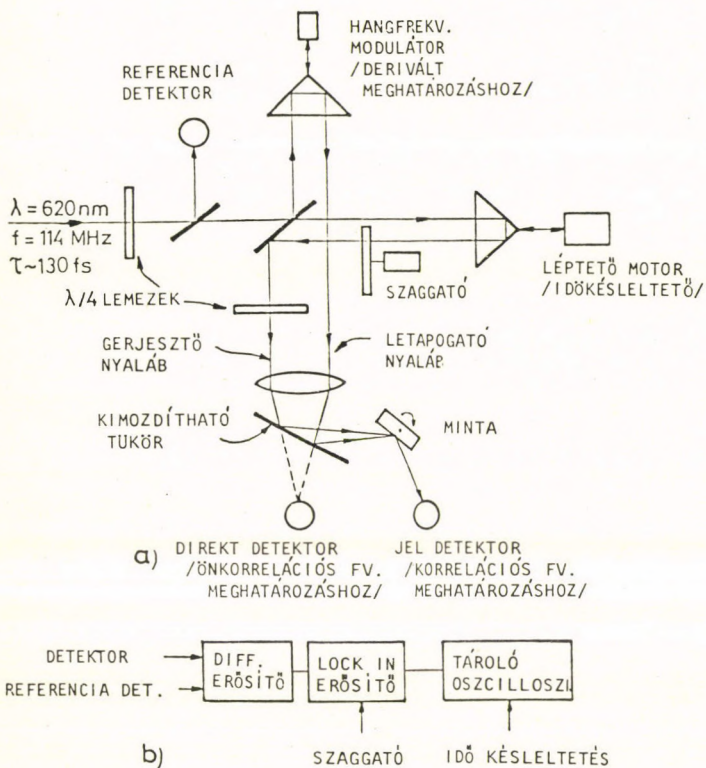
Az első mechanizmust 1980-ban javasoltuk. A diódákból kibocsátott fény döntő módon ezen az úton kelthető [26, 33]. Megmutattuk azonban, hogy a második mechanizmus hozzájárulása sem elhanyagolható [34].

Különböző kísérletek eredményei azt sugallták, hogy a felületi plazmon oszcillációk gerjesztésében a határréteg plazmonok is szerepet játszhatnak. Ezt alátámasztják azok a számítások is, amelyek eredménye a 33. ábrán látható. Az ábra a felületi és határréteg plazmonok haladási irányba mutató mágneses tér komponensének eloszlását mutatja a dióda felületére merőleges irányban, az általunk

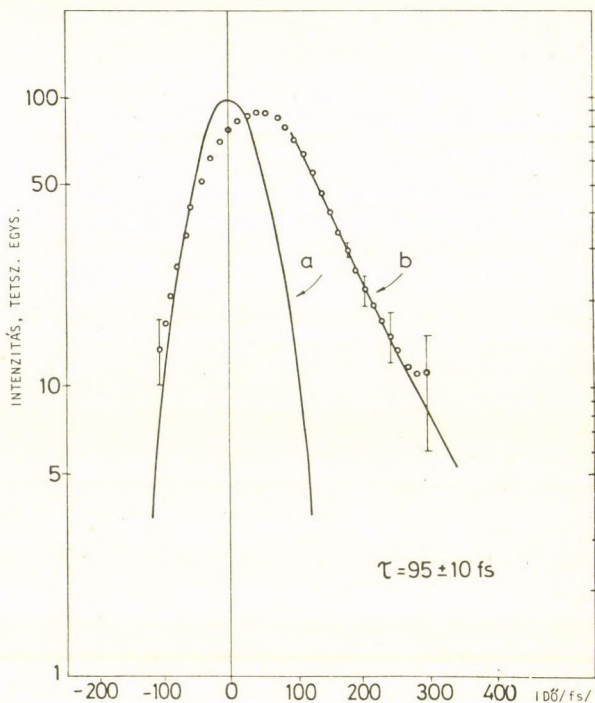
általában használt rétegvastagságok mellett. A két módus átfedése erős csatolásra utal. A határréteg plazmonok direkt kimutatásához a 13. ábrán ezen modulusra is ábrázolt diszperziós görbének megfelelően igen kis rácsparaméterű ($\sim 1000 \text{ \AA}$) rácsra lenne szükség az impulzus-megmaradási törvény teljesüléséhez szükséges hiányzó impulzus pótlásához, amit eddig nem sikerült előállítanunk. Indirekt mérések segítségével azonban sikerült bizonyítanunk, hogy a felületi plazmonok egy részét határréteg plazmonok gerjesztik [34].

Ehhez kettős fémréteg (Ag-Au, Au-Ag) külső elektródájú diódákat vizsgáltunk. Ezek által emittált fény spektrális tulajdonságait az alsó, tehát a határréteg (oxid) felőli fém, szögeloszlását pedig a felső, tehát a vákuum felőli fém tulajdonságai határozzák meg. Ezt az eredményt jól magyarázza a következő modell: az alagúthatás következtében a diódán áthaladó forró elektronok jelentős arányban gerjesztenek határréteg plazmonokat, melyek azonban nem tudnak direkt módon fotonokat emittálni. A felületi egyenetlenségek segítségével azonban ezen lassú plazmonok gerjesztik a gyors felületi plazmonokat, amelyek azután az eddigiekben leírt módon bomlanak fénnnyé. Ez a lépcsős gerjesztés magyarázhatja — legalábbis részben — az igen kis kvantumhatásfokot is.

Végezetül egy néhány gondolat a felületi plazmonok élettartamáról, ami fontos lehet, ha a fém—fém-oxid—fém diódákból gyakorlatilag is felhasználható fényforrást akarunk létrehozni. Az optikai állandók ismeretében az élettartam kiszámítható, és egy konkrét esetre vonatkozó eredményeket a 15. ábrán már bemutatunk. Az igen rövid, a látható tartományban 100 fs nagyságrendű élettartamok mérése igen nehéz feladat és tudomásunk szerint eddig még senkinek sem sikerült elvégezni. Néhány előzetes eredményünk azonban már van ezen a területen [35]. Egy 130 fs hosszúságú impulzusokat adó speciális lézert használtunk a plazmonok gerjesztésére egy rácsos hordozóra párolt ezüstrétegen, majd ezen plazmonokat ugyanazon lézer nyalábja egy részének késleltetésével letapogattuk a 34. ábrán látható kísérleti elrendezésben. Az elrendezés lényeges eleme a Michelson-interferométer mint optikai korrelátor. A letapogató nyaláb karjának mozgásával az ún. korrelációs függvény mérhető, amely a 35. ábrán látható és amelyből az élettartam meghatározható. Az alkalmazott 6200 Å körüli hullámhosszon ez ~90 fs-nak adódott, de a kísérlet eredményét potenciálisan befolyásoló számos zavaró hatás miatt nem tekinthető véglegesnek.



34. ábra. A felületi plazmonok élettartama mérésére szolgáló optikai korrelációs berendezés vázlatos elrendezése (a) és elektronikus blokkvázlata (b)



35. ábra. A 34. ábra szerinti elrendezésben $a = 803 \text{ nm}$ és $h = 30 \text{ nm}$ paraméterű rácsra párolt ezüstrétegen gerjesztett plazmonok élettartama, melyet az optikai korrelációs függvényből számítottunk ki

5. NÉHÁNY BEFEJEZŐ GONDOLAT

A munkásságomat illusztráló két példán szerettem volna bemutatni, hogy szórás kísérletek segítségével egymástól első pillantásra távol eső területen is lényeges információk birtokába juthatunk a szilárd — vagy általánosabban kondenzált — anyag, illetve szilárdtest szerkezetek tulajdonságaival kapcsolatban.

A problémákat a szilárdtest-fizikában igen hasznosnak bizonyult kvázirészecske fogalom felhasználásával, szórás kísérletekkel vizsgáltuk, ahol e részecskék élettartamára is mindig figyelmet kellett fordítani, és ahol ezek meghatározása is lehetséges volt közvetett, vagy közvetlen módszerekkel.

Kiindulási alapunk a magfizikai módszerek szilárdtest-fizikai felhasználása volt. E módszerek a 40-es évektől fejlődtek ki és ma már a kutatások rutineszközeivé váltak. A szórás kísérletek általában nehezek és fáradságosak, de az eredmények információtartalma igen nagy. Ezek az információk sok esetben más módszerekkel egyáltalán nem megszerezhetők. E módszerek a felhasználókat széles körű tájékozottságra kényszerítik, ezért a kutatóképzésben betöltött szerepük sem elhanyagolható.

A lézerek bekapcsolása kutatásainkba új szint hozott e munkába, a két módszer kom-

binálása pedig további lehetőségeket tárt fel.

Az utóbbi években az általunk művelt területen viharos apparatív fejlődésnek lehattünk és lehetünk szemtanúi. Nagyfluxusú stacioner és impulzus neutronforrások épültek; új neutronfizikai mérési módszerek és eszközök születtek; egyre jobb paraméterű lézerek kerültek a piacra és tökéletesedtek a fény analizálásának és detektálásának módszerei is.

A felhasznált kísérleti módszereket a kutatáson felül a gyakorlat is egyre jobban igényli, ami várakozásunk szerint fejlődésüknek hazánkban is újabb hajtóerejévé válik. Művelésüknek alapvető feltételei a Központi Fizikai Kutató Intézetben, illetve az elmúlt évtizedekben kialakult nemzetközi kooperációs kapcsolataink felhasználásával megvannak. Így a csak vázlatosan és példák felhasználásával ismertetett munkánk folytatásának lehetőségei alapvetően biztosítottak. Remélem, hogy e tevékenység intellektuális szépségén felül a gyakorlat számára, mint a múltban, a jövőben is hasznos gyümölcsöket fog teremni.

Végezetül szeretnék köszönetet mondani munkatársaimnak, akikkel az elmúlt évek során együtt dolgozhattam és akikkel megoszthattam a kutatómunka örömeit. Számuk — őszinte örömömre — igen magas, ezért ezen a

helyen név szerint csak azokat említem, Csillag Lászlót, Rosta Lászlót és Szentirmay Zsoltot, akikkel közösen értük el a példaként ismertetett eredményeket.

IRODALOM

1. L. VAN HOVE: Phys. Rev. **95**, 249 (1954).
2. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY: Phys. Rev. **B10**, 278 (1974).
3. N. KROO, L. PÁL: J. Appl. Phys. **39**, 453 (1968).
4. N. KROO, L. BATA: Proc. of an IAEA Symp. on Neutron Inelastic Scattering. Copenhagen, Vol. II. p. 111. (1968).
5. N. KROO, L. PÁL, D. JOVIC: Proc. of an IAEA Symp. on Neutron Inelastic Scattering. Copenhagen, Vol. II. p. 37. (1968).
6. N. KROO: Dynamic and Magnetic Properties of Solids and Liquids. Beograd, 1970 p. 321.
7. N. KROO, G. PEPY, ZS. SZENTIRMAY: Proc. of an IAEA Symp. on Neutron Inel. Scatt. Vienna, 1972. p. 595.
8. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY: Phys. Lett. **40A**, 173 (1972).
9. N. KROO, L. ROSTA, I. VIZI: Solid St. Comm. **16**, 119 (1975).
10. N. A. CSERNOPLEKOV, P. P. PARSHIN, A. JU. RUMJANCEV, M. G. ZEMLJANOV, N. KROO, L. ROSTA, I. VIZI: Proc. of an IAEA Symp. on Neutron Inel. Scatt. Vienna, 1978. Vol. I., p. 481.
11. V. L. BROUDE, N. KROO, G. PEPY, L. ROSTA: Report-KFKI-1976-82.
12. L. BATA, V. L. BROUDE, V. G. FEDOTOV, N. KROO, L. ROSTA, J. SZABON, L. M. UMAROV, I. VIZI: Mol. Cryst. Liq. Cryst. **44**, 71 (1978).
13. V. K. DOLGANOV, N. KROO, L. ROSTA, E. F. SHEKA, J. SZABON: Mol. Cryst. Liq. Cryst. **127**, 187 (1985).
14. L. BATA, V. L. BROUDE, V. G. FEDOTOV, N. KROO, L. ROSTA, J. SZABON, L. M. UMAROV, I. VIZI: Report, KFKI-1976-42.
15. V. L. BROUDE, N. KROO, G. PEPY, L. ROSTA: Report, KFKI-1977-25.
16. V. L. BROUDE, V. K. DOLGANOV, N. KROO, L. ROSTA: Mol. Cryst. Liq. Cryst. **57**, 163 (1980).
17. V. K. DOLGAHOV, N. KROO, L. ROSTA, V. F. SHEKA: Mol Cryst. Liq. Cryst. **64**, 115 (1980).

18. V. C. VERTOGRADOV, V. F. KITAEVA, N. KROO, N. N. SOBOLEV, I. L. CHISTY, L. CSILLAG: *Kratk. Soobsh. Fiz.* **11**, (1977).
19. A. S. ZOLOTKO, V. F. KITAEVA, N. KROO, N. N. SOBOLEV, L. CSILLAG: *Pisma v ZHETF* **32**, 170 (1980); L. CSILLAG, J. JÁNOSSY, V. F. KITAEVA, N. KROO, N. N. SOBOLEV, A. S. ZOLOTKO: *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **78**, 173 (1981).
20. G. PEPY, N. KROO, L. ROSTA: *Proc. of Liq. Cryst. Conf.* Budapest, 1980.
21. L. CSILLAG, J. JÁNOSSY, V. F. KITAEVA, N. KROO, N. N. SOBOLEV: *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **102**, 1 (1985).
22. J. E. LILIENFELD: *Physik Z.* **20**, 280 (1919).
23. J. L. LAMBE, S. L. MCCARTHY: *Phys. Rev. Lett.* **37**, 923 (1976).
24. D. P. SIU, R. K. JAIN, T. K. GUSTAFSON: *Appl. Phys. Lett.* **28**, 407 (1976).
25. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY, J. FÉLSZERFALVY: *Acta Phys.* **51**, 177 (1981).
26. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY, J. FÉLSZERFALVY: *Phys. Stat. Sol. (b)* **102**, 227 (1980).
27. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY, J. FÉLSZERFALVY: *Phys. Lett.* **81A**, 399 (1981), Report, KFKI-1982-67.
28. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY, J. FÉLSZERFALVY: *Phys. Lett.* **88A**, 445 (1981).
29. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY, J. FÉLSZERFALVY: *Phys. Lett.* **101A**, 235 (1984).
30. M. G. WEBER, D. L. MILLS: Technical Report 86-19. Univ. of California (To be published).
31. D. HEITMAN, N. KROO, C. SCHULTZ, ZS. SZENTIRMAY: *Phys. Rev. B* **35**, 2660 (1987).
32. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY: Report HU-TFT-IR-82-1.
33. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY, J. FÉLSZERFALVY: *Sol. St. Comm.* **53**, 95 (1985).
34. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY, J. FÉLSZERFALVY: *Optics Comm.* **56**, 345 (1986).
35. N. KROO, ZS. SZENTIRMAY, K. HEPPNER, J. KUHL: Még nem publikált eredmény.
36. H. RAETHER: *Phys. Thin Films* **9**, 145 (1977).
37. P. B. JOHNSON, R. W. CHRISTY: *Phys. Rev.* **B6**, 4370 (1972).

A kiadásért felelős az Akadémiai Kiadó
és Nyomda Vállalat főigazgatója

A nyomdai munkálatokat
az Akadémiai Kiadó és Nyomda Vállalat
végezte

Felelős vezető: Hazai György
Budapest, 1989

Nyomdai táskaszám: 89.17811

Felelős szerkesztő: Nagy Tibor

Műszaki szerkesztő: Kiss Zsuzsa

Kiadványszám: 2152

Megjelent 3,36 (A/4) ív terjedelemben

HU ISSN 0236-6258

